НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ
ИНСТИТУТ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА ИМЕНИ А. В. ЛЫКОВА

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ И СООБЩЕНИЙ

XVI Минский международный форум по тепло- и массообмену
XVI Minsk International Heat and Mass Transfer Forum
16–19 мая 2022 г.

Научное электронное издание

Минск 2021

УДК 536.24

Издание представляет собой сборник расширенных тезисов докладов и сообщений XVI Минского международного форума по тепло- и массообмену.

Сборник содержит тезисы докладов и сообщений по конвективно-радиационному теплообмену (секция № 1), тепломассопереносу при фазовых и химических превращениях (секция № 2), тепломассопереносу в энергетике и технологических процессах (секция № 3), тепловым и транспортным процессам в системах с нано- и микроструктурами (секция № 4), высокотемпературному тепломассопереносу, плазменным системам и технологиям (секция № 5), тепломассопереносу в процессах синтеза новых материалов (секция № 6), терморегулированию оптических и электронных систем (секция № 7), моделированию и управлению процессами тепломассопереноса (секция № 8).

Редакционная коллегия:

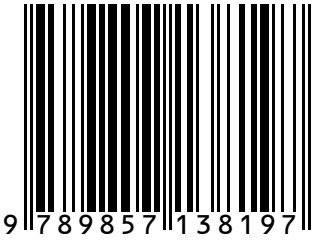
академик НАН Беларуси	О. Г. Пенязьков
чл.-корр. НАН Беларуси	В. М. Асташинский
чл.-корр. НАН Беларуси	П. С. Гринчук
чл.-корр. НАН Беларуси	Н. В. Павлюкевич
доктор техн. наук	П. В. Акулич
доктор техн. наук	Л. Л. Васильев
доктор физ.-мат. наук	О. С. Рабинович
доктор физ.-мат. наук	А. С. Сметанников
канд. физ.-мат. наук	А. Д. Чорный
канд. физ.-мат. наук	С. А. Филатов
канд. физ.-мат. наук	С. И. Шабуня
канд. физ.-мат. наук	А. И. Шнип

Рецензенты:

чл.-корр. НАН Беларуси	В. М. Асташинский
доктор техн. наук	А. В. Акулич

URL: https://www.itmo.by/conferences/abstracts/?ELEMENT_ID=20225
URL: https://www.itmo.by/conferences/abstracts/mif-16/mif16.pdf
Дата доступа: 30.12.2021 г.

ISBN 978-985-7138-19-7



© Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2021

КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН

UDC 536.24.01

INFLUENCE OF SOUND ON HEAT TRANSFER IN GASES, THE CONCEPT OF PRESSURE GRADIENT ELASTIC WAVES

Y. Beliavsky

PG Wave Ltd., Israel
pgewave@gmail.com

Technical and scientific publications have accumulated a lot of evidence confirming the fact that sound affects thermal processes in gases. Articles have been published on the effect of sound on heating [1], drying [2], and cooling [3]. This class of the effects should also include heating/cooling gases in vortex tubes (Ranque effect) [4] and in the tubes of Hartmann–Sprenger [5]. A strong sound always accompanies the operation of these devices.

The temporary lack of an adequate explanation of the physics underlying these effects compelled us to attribute them to paradoxical thermodynamic phenomena.

Sound waves carry a very small amount of energy. Thermocouples installed near very powerful sound sources do not show real temperature changes. At the same time, it is clear that heating and cooling accompany the gas adiabatic compression and rarefaction in a sound wave, respectively. Most sound sources make an oscillatory (pulsation) effect on a gas, creating in each period the initial zones of compression and rarefaction (the mass of the gas in the disturbance zone remains unchanged). A sound wave propagates from the sound source, and therein compression and rarefaction zones alternate. At any point in a volume through which the sound wave passes, heating of the compression zone is compensated by cooling of the rarefaction zone, and the total temperature change is zero.

However, gas cooling in the rarefaction zone and heating in the compression zone of a sound wave really manifest themselves in the thermoacoustic effect. Thermocouples installed in the antinodes of a standing wave show real heating, and those installed in nodes show cooling. This effect is used to create thermoacoustic heat pumps [6].

In most publications devoted to the phenomenon of temperature separation in Vortex Tubes (the ratio of length to diameter is L/D = 20–30), the description of the phenomenon is reduced to the appearance of hot and cold micro-volumes (micro-refrigeration cycles; interaction of vortices …). The radial velocity of the vortex flow in these devices has practically zero value.

Until recently, the opinion of the author coincided with this approach. However, the detection of temperature separation inside a short vortex chamber (L/D = 0.2) [7] showed that this concept is incorrect. A series of experiments performed at the setup (Figure) revealed a stable temperature separation, which increased with increasing pressure at the inlet of the nozzles. At the maximum separation mode, the temperature at the periphery (thermocouple 10) reached +465 °C, and in the center (thermocouple 11) the temperature reached –45 °C (air entered the chamber at room temperature).

The results of this series of experiments cannot fundamentally be described, using pre-existing concepts:

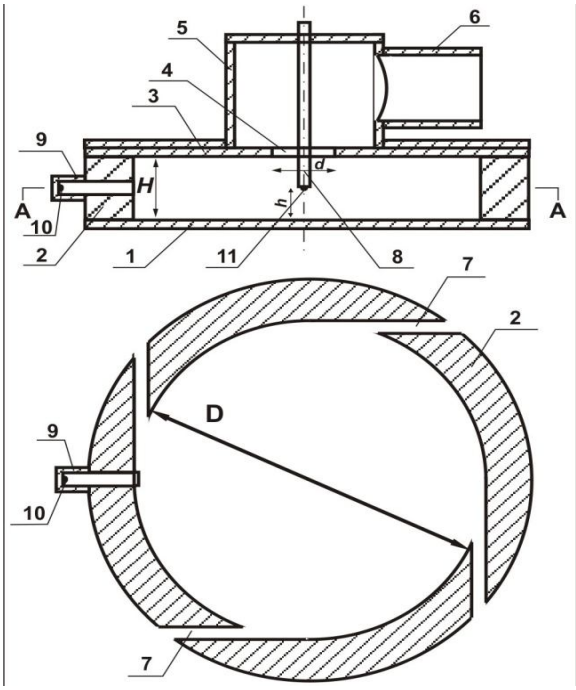
a. In this short vortex chamber, rotating flow moves from the periphery to the center. If hot micro volumes appear inside the vortex chamber, they cannot be shifted to the periphery to opposite direction to the powerful flow.

b. The physical work of the compressor, spent on the compression of a unit mass of air, is calculated. If all this energy is converted into heat during a hypothetical process, then the resulting increase in air temperature is the maximum possible value for any thermodynamic transformation. However, in the experiment, temperatures far exceeding this value were obtained.

c. The maximum possible air cooling temperatures were estimated under the assumption of two successive processes: adiabatic cooling during acceleration of the jet inside the nozzle from the inlet pressure to the outlet pressure and then throttle cooling to atmospheric pressure. Actually obtained cooling temperatures significantly exceed the calculated ones.

d. There is a negative pressure area in the central zone of the vortex chamber around the rod 8. This area reaches the lower disk 1. During the experiments on the modified vortex chamber (discharge collector 5 was removed), air from the premises was sucked into this zone. Particularly, this air flowed around the cold thermocouple 11. However, this thermocouple steadily showed cooling, which increased with increasing inlet pressure.

There are additional experimental facts that (together with the ones listed above) form a reasonable conclusion that the heat transfer process exists that is different from the thermodynamic transforming of a gas micro volume, and that this process has a wave nature.



Schematic overview of experimental vortex chamber; Top: cross-section front view; Bottom: cross-section top view. The experimental setup stand of the following components: 1 – Lower disc, 2 – Cylindrical side wall, 3 – Upper disc, 4 – Outlet diaphragm, 5 – Discharge collector, 6 – Outlet connection, 7 – Tangential nozzles, 8 – Central rod, 9 – Plugged branch pipe, 10 – "Hot" thermocouple, 11 –"Cold" thermocouple. D – Vortex chamber diameter (140 mm); H – Vortex chamber height (25 mm); d – Outlet diaphragm diameter; h – Distance between Central rod and Lower disc [7]

Pressure gradient elastic wave. In articles [7–9] and in the patent [10], the concept of Pressure Gradient Elastic Waves (PGEW) is proposed and substantiated. PGEWs exist in nature and arise in some devices when three conditions are simultaneously satisfied in a volume (space): a compressible fluid (gas) fills the volume; there is a pressure gradient in the volume; fluctuations of density (sound or turbulent) are generated in the volume.

Contrary to previous publications, this report emphasizes the understanding that PGEWs are not a new type of elastic wave. PGEWs are sound-type waves (sound, ultrasound and infrasound). As with all sound-type waves, the source of PGEWs is the starting density fluctuations in a gas. PGEWs propagate with the sound velocity in accordance with the Huygens–Fresnel principle. PGEWs are interfering waves, are reflected and are absorbed.

The differences of PGEWs are in the nature of the forces that create the starting density fluctuations and in the direction of propagation of PGEWs.

Justification of the reality of the existence of PGEWs does not require the introduction of new physical entities. Consider four physical positions:

1. Any exposure on the gas, which leads to the appearance of a pressure gradient, determines by influence of the field of mass forces. And this influence can be modeled by the effect of these forces on micro volumes.

2. The zones of density fluctuations in a gas can be considered as micro volumes whose boundaries are affected by pressure forces.

3. The pressure forces are fast-acting forces, the speed of which is higher than the sound velocity.

4. Any rapid disturbance, leading to the appearance of density fluctuations in a gas, creates a sound-type elastic wave (Huygens' principle for gases).

Usually, these statements do not meet with objections. However, their adoption is necessary and sufficient to justify the real existence of PGEWs.

Imagine the volume of a gas within which there is a pressure gradient (rotation, acceleration …), and in this volume, there was a rapid density fluctuation (sonic or turbulent) with the formation of adjacent compression and rarefaction zones. Consider the balance of pressure forces acting at the boundaries of these zones along the pressure gradient vector according to Archimedes' law. We see that the resulting forces are not equal to zero, since the densities in these zones have shifted from the equilibrium values. The resulting force acts on the compression zone (the gas in which it is heated) directed along the pressure gradient vector in the direction of increasing pressure. The resulting force acts on the rarefaction zone (the gas in which is cooled) in the opposite direction of decreasing pressure.

The sound density fluctuation develops with the speed of sound, and all this time the faster pressure forces act on this zone, creating an additional secondary density disturbance. This secondary disturbance (in accordance with Huygens' principle) necessarily creates a secondary elastic wave. In accordance with the principle of superposition, we can consider it separately. This wave is the PGEW. The PGEW consists of a compression front and a rarefaction front, but in accordance with the direction of forces creating these disturbances, the compression front of the PGEW is directed toward the increasing pressure, and the rarefaction front of the PGEW is directed in the opposite direction, toward the decreasing pressure.

PGEWs arise at every point in a volume in which density fluctuation has occurred (for example, by sound disturbance). PGEWs are the sequence of waves of compression propagating toward the increasing pressure and the sequence of waves of rarefaction propagating in the opposite direction. In a limited volume, PGEWs heat the wall bounding the zone of maximum pressure and cool the wall (or region) of the minimum pressure. In such a volume, PGEWs transfer energy from the zone of low pressure to the zone of high pressure.

The concept of PGEWs completely describes the temperature effects in the gases, including the effects of Ranque and Hartmann–Sprenger and the results of experiments that previously had no explanation.

Perhaps the PGEW phenomenon should be taken into account when modeling atmospheric phenomena, as well as processes occurring in the atmospheres of planets and in the sun.

Based on the PGEW phenomenon, a new type of heat pump can be created. Understanding the physics of the process makes it possible to give a reasonable forecast that new heat pumps will be more efficient than existing ones.

The project (Highly efficient generation of heat pumps, operating on the basis of the physical phenomenon ‘‘Pressure Gradient Elastic Wave”) is funded in 2020 from the fund of research and development of Ministry of National Infrastructures, Energy and Water Resources of Israel.

References

1. Ptitsyn V. Fialkov B. On the influence of gas flow pressure oscillations on heat transfer in the layer // Acoustic J. 1969. Vol. 15. P. 468 (Russian).
2. Soloff R. Sonic Drying // J. Acoust. Soc. Am. 1964. Vol. 36. 5. P. 961–965.
3. Dmitriev M., Panov L. Influence of low-frequency acoustic radiation on the temperature of the heated body // Technology and Design in Electronic Equipment. 2008. № 2 (Russian).
4. US Patent 1,952281. Method and Apparatus for Obtaining from Fluid under Pressure Two Currents of Fluids at Different Temperatures // Ranque G. J. 1934.
5. Sprenger H. Beobachtungen an Wirbelrohren (Observation of the Vortex Tube) // Zeitschrift fur Angewandte Mathematick und Physik. 1951. Bd. 2.
6. Aben P. C. H. High-amplitude thermo acoustic flow interacting with solid boundaries. Eindhoven, Netherlands, 2010.
7. Beliavsky Y. Experimental investigation of a temperature separation effect inside a short vortex chamber // Proc. of 9th Int. Conf. on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. Malta, 2012. P. 1482–1487.
8. Beliavsky Y. The Pressure Gradient Elastic Wave: Energy Transfer Process for Compressible Fluids with Pressure Gradient // J. of Mechanics Engineering and Automation. 2013. Vol. 3. No. 1. P. 53–64.
9. Beliavsky Y. Experimental arguments in favour of heat transfer in compressible fluids by pressure gradient elastic waves // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 107. P. 723–728.
10. US Patent 9670938 B2. Method and devise for transfer of energy / Beliavsky Y. 2017.

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ШЕРОХОВАТОСТИ И СМАЧИВАЕМОСТИ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ НА ТЕПЛООТДАЧУ И КРИТИЧЕСКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ

Р. А. Аксянов[1], Ю. С. Коханова[1], Е. С. Куимов[1], А. А. Кузин[1], И. А. Попов[1], Ю. В. Жукова[2]

[1]ФГБОУ ВПО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ», г. Казань, Россия
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Для создания систем охлаждения к современным теплообменным поверхностям для кипения предъявляется ряд требований. Основное из них – отвод больших тепловых потоков при относительно низких разностях температур стенки и жидкости. Для этого требуется проанализировать и обеспечить начало пузырькового кипения при меньших разностях температур между горячей стенкой и жидкостью, более высокие коэффициенты теплоотдачи при заданной разности температур стенки и жидкости, увеличение критического теплового потока, который идентифицирует начало кризиса кипения. Специальной обработкой поверхности (механическая обработка, формование или нанесение покрытий) можно создать открытые полости (полузакрытые выемки), которые «захватывают» пузырьки пара на поверхности и способствуют дальнейшему парообразованию в жидкостях с малыми силами поверхностного натяжения.

Цель работы – провести экспериментальное исследование статического и динамического угла смачивания водой гладкой и микроструктурированных поверхностей с различной микроструктурой поверхности, полученных методом деформирующего резания и различными геометрическими параметрами; установить взаимосвязь статических и динамических углов смачивания микроструктуры от геометрических параметров поверхности и описать взаимосвязь теплоотдачи и критических тепловых потоков на поверхностях кипения различной структуры, полученных методами деформирующего резания, от статических и динамических углов смачиваемости.

Существующие физические модели зарождения паровых пузырей на твердой поверности показывают значительное влияние краевого угла смачивания для различных пар жидкость–охлаждаемая стенка. Величина поверхностного натяжения имеет решающее значение для смачиваемости поверхности и для характера образующихся пузырьков. Если жидкость обладает большой склонностью к смачиванию поверхности нагрева, то пузырьки пара теснятся на поверхности нагрева и легко от нее отрываются; наоборот, если жидкость не проявляет склонности к смачиванию поверхности, то пузырек пара растягивается по поверхности и отрывается от нее только при значительном увеличении в объеме. Пузырьки пара в этом случае затрудняют переход тепла от поверхности нагрева к жидкости, так как тепловое сопротивление пара велико.

Коэффициент теплоотдачи при кипении зависит от шероховатости (способа обработки) поверхности нагрева. В работах [1–3] для кипения дистиллированной воды при атмосферном давлении и тепловых потоках от 10 до 3500 кВт/м^2, представленных на рис. 1 и 2, показано, что наибольшие коэффициенты теплоотдачи наблюдаются на поверхностях № 20 и № 21, имеющих трехмерную структуру микроребер высотой 480–570 мкм и межреберным зазором 105–180 мкм. Интенсификация теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении составила до 3–5 раз. Кипение на данных поверхностях возникает при значительно меньших (до 5 раз) перегревах стенки.

В исследованном диапазоне режимных параметров наибольшие критические тепловые потоки также получены для поверхностей № 20 и 21. Увеличение критических тепловых потоков составило 6 раз по сравнению с гладкой поверхностью и объясняется затеканием жидкости за счет капиллярных сил через перекрещивающиеся межреберные зазоры под образующиеся паровые пленки, по сравнению с двухмерными поверхностями. Увеличение ширины зазора до 300 мкм приводит к уменьшению плотности теплового потока, как показано для поверхности № 29.

Для определения угла смачиваемости использовался круговой метод. Перед проведением опытов поверхности кипения обезжиривались. Рабочая жидкость (вода) помещалась в дозирующее устройство в виде шприца. Иголка шприца осторожно касалась поверхности. Выверенным движением на поверхность сажалась капля жидкости (рис. 1). Фиксирование капли и ее поведения осуществлялись с помощью видеосъемки на высокоскоростную видеокамеру Photron SA4. Примеры результатов фиксации изображений капли и ее изменения во времени показаны а рис. 3.

Определение угла смачиваемости производилось на основе анализа видеоизображения с использованием кругового метода (рис. 2). Стадии расчета угла контакта круговым методом: захват и сохранение изображения с упавшей каплей; распознавание базовой линии; выбор трех точек на краю криволинейного профиля капли; построение дуги окружности по трем точкам и касательной к ней в точке пересечения дуги с базовой линией; угол смачивания находился как угол между касательной и базовой линией. Данный метод является наиболее распространенным при вычислении угла контакта. Видно, что наличие шероховатости позволяет повысить смачиваемость поверхности за счет быстрого растекания капли под действием каппилярных сил.

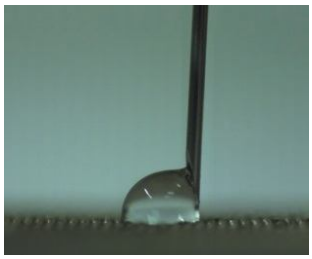
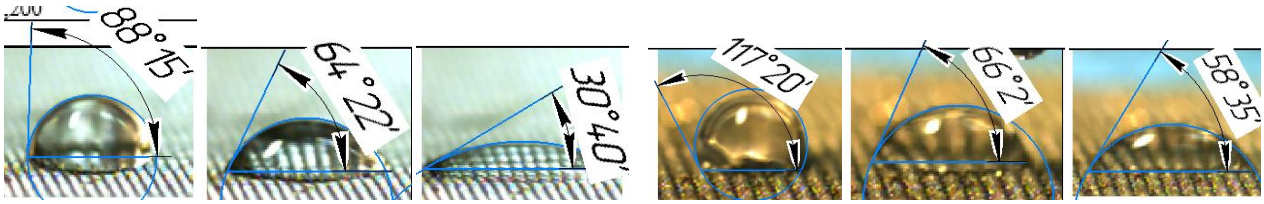


Рис. 1. Формирование капли с помощью дозирующего устройства



а *б*

Рис. 2. Измерения углов смачиваемости на поверхностях в различные моменты времени

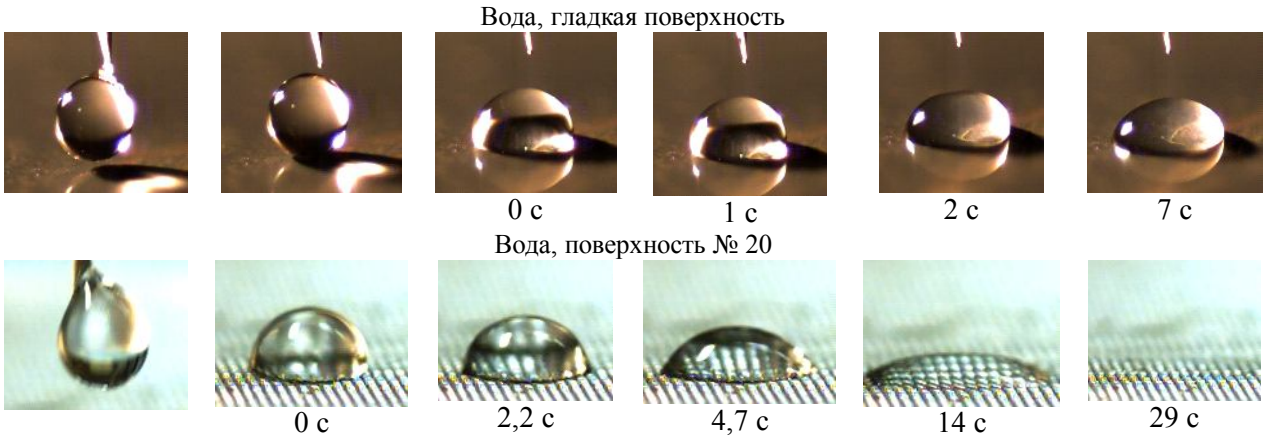


Рис. 3. Примеры изменения угла смачиваемости водой поверхностей из нержавеющей стали

На рис. 4 показана зависимость угла смачиваемости от высоты элементов микроструктурированной поверхности. Видно, что максимальные значения наблюдаются на гладкой поверхности. С ростом высоты элементов микрошероховатости с 0 до 360–400 мкм угол смачиваемости уменьшается с 106° до 69°. При дальнейшем росте высоты микрошероховатости наблюдается повышение углов смачиваемости, которые при высоте шероховатости 570 мкм составляют 88°. Для поверхностей с трехмерной структурой шероховатости быстрое растекание капли воды производится во всех направлениях, а для поверхностей с двухмерной структурой шероховатости – в основном по направлению микроребер. Однако анализ показал, что угол смачиваемости на исследованных поверхностях достаточно быстро меняется во времени. Происходит стремительное растекание капли воды на микроструктурированной поверхности за счет капиллярного эффекта. Для информации – расстояние между элементами шероховатости 40–100 мкм, высота шероховатости 280–570 мкм, постоянная Лапласа (смачиваемости) для воды в нормальных условиях около 3 мм. Поэтому проведен анализ изменения угла смачиваемости во времени $d\theta/d\tau$ (динамического угла смачиваемости) от размеров шероховатости (рис. 5). Для гладкой поверхности уменьшение угла смачиваемости в течение первых 20 с изменяется не более чем на 8°, в то время как для шероховатых – 20°–50°.

При углах смачиваемости θ в диапазоне 79°–117° коэффициенты теплоотдачи шероховатых поверхностей с 2D структурой выступов (ребра) по сравнению с гладкой возрастают до 1,5 раз. Влияние угла смачиваемости на повышение коэффициента теплоотдачи показано на рис. 6. Однако при малых углах смачиваемости (77°–79°) увеличение коэффициентов теп-

лоотдачи выше. С уменьшением угла смачиваемости интенсификация теплоотдачи повышается и достигает 1,5–2 раза (рис. 7). При углах смачиваемости в диапазоне 79°–117° коэффициенты теплоотдачи шероховатых поверхностей с 3D структурой выступов (штырьки) по сравнению с гладкой возрастают до 3,4 раз. В данном диапазоне углов смачиваемости уровень интенсификации теплоотдачи практически постоянен.

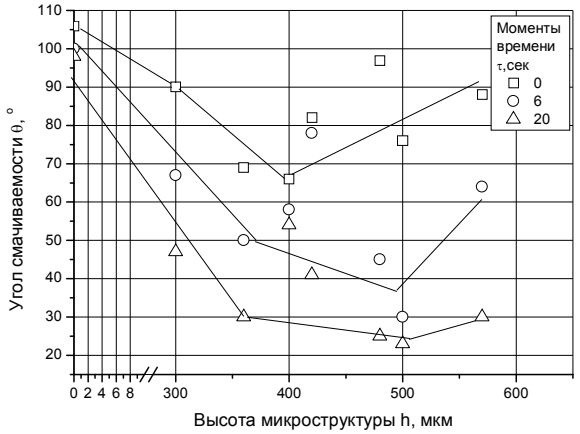


Рис. 4. Зависимость угла смачиваемости от высоты элементов шероховатости *h*

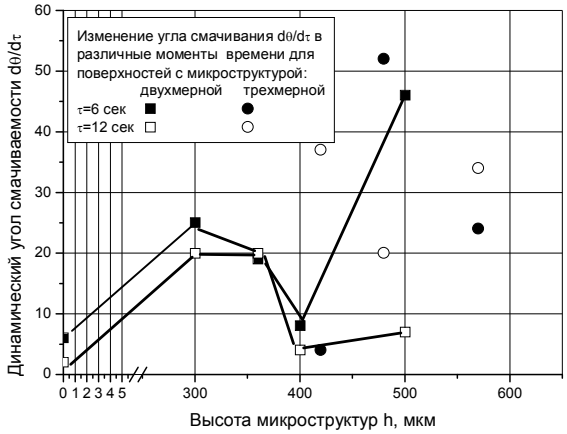


Рис. 5. Зависимость изменения угла смачиваемости во времени *d*Θ от высоты элементов шероховатости *h*

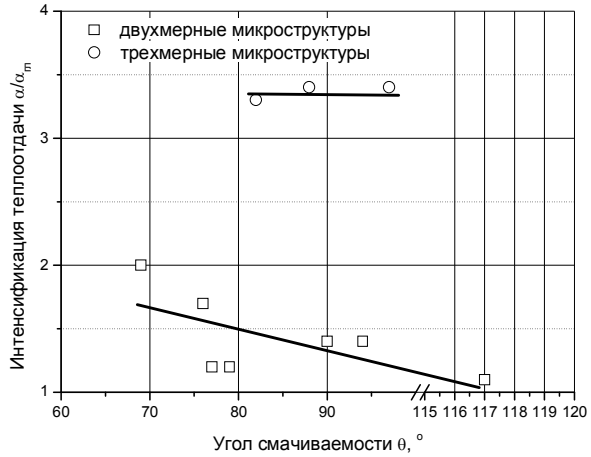


Рис. 6. Зависимость интенсификации теплоотдачи $\alpha/\alpha_{гл}$ от угла смачиваемости

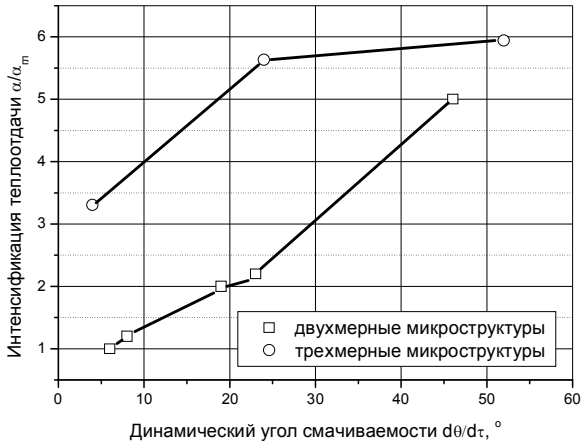


Рис. 7. Влияние изменения угла смачиваемости на интенсификацию теплоотдачи $\alpha/\alpha_{гл}$

В литературе упоминается, что рост угла смачиваемости θ на гладких поверхностях приводит к росту критических тепловых потоков. На рис. 8 показано изменение критического теплового потока на микроструктурированных поверхностях в зависимости от угла смачиваемости θ. Видно, что даже с ростом угла смачиваемости увеличение критических тепловых потоков остается примерно постоянным (рис. 9). При углах смачиваемости 82°–117° наблюдаются резкие скачки, большой разброс значений в этой области обуславливается стохастическим характером процесса кипения. Имеющиеся значительные отклонения от данных значений связаны со сложной стохастической картиной кипения, а также возникновения и развития кризиса кипения. Но однозначно можно утверждать, что в исследованном диапазоне изменения геометрических параметров микроструктурированных поверхностей вне зависимости от структуры поверхности и углов смачиваемости этих поверхностей наблюдается повышение критических тепловых потоков. Однако анализ данных по динамическому углу смачиваемости (изменению угла смачиваемости во времени) показал, что разброс данных по критическим тепловым потокам упорядочивается.

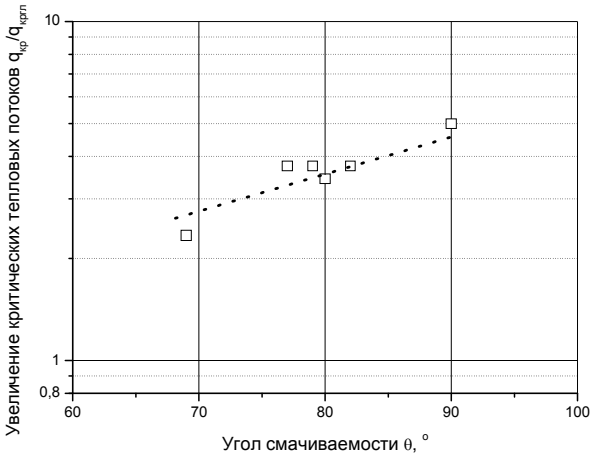


Рис. 8. Влияние угла смачиваемости на увеличение критических тепловых потоков $q_{кр}/q_{кр0}$

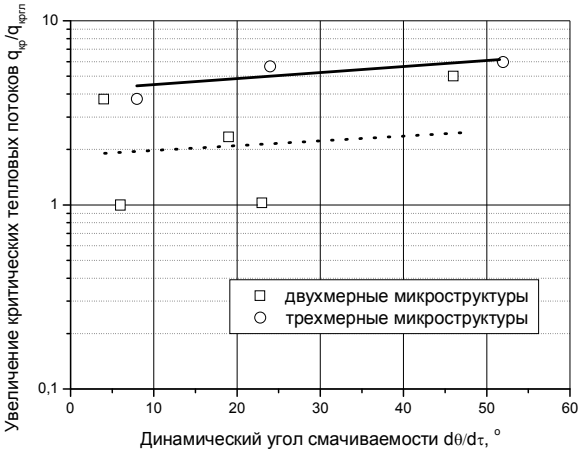


Рис. 9. Влияние изменения угла смачиваемости на увеличение критических тепловых потоков $q_{кр}/q_{кргл}$

Анализ полученных данных подтвердил ранее полученные в [1–3] результаты экспериментальных исследований. Наиболее рациональными для интенсификации теплоотдачи являются поверхности, полученные методом деформирующего резания, со структурой поверхности в виде трехмерных микроребер. В диапазоне высот микроребер h = 340–570 мкм, продольных шагов микроребер w = 240–400 мкм, шагов просечки ребер s = 320 мкм выявить рациональные размеры для максимальной интенсификации теплоотдачи не удалось. Стоит отметить, что при данных размерах микроребер зазор u не должен превышать значения u = = 120–180 мкм. Его увеличение, например, до u = 300 мкм, приводит к значительному падению интенсивности теплоотдачи (до уровня двухмерного оребрения).

Литература

1. Popov I. A., Zubkov N. N., Kas'kov S. I., Shchelchkov A. V. Heat Transfer during the Boiling of Liquid on Microstructured Surfaces. Part 1: Heat Transfer during the Boiling of Water // Thermal Engineering. 2013. Vol. 60, No. 3. P. 157.

2. Popov I. A., Zubkov N. N., Kas'kov S. I., Shchelchkov A. V. Heat Transfer during the Boiling of Liquid on Microstructured Surfaces. Part 2: Visualization of Boiling and Critical Heat Fluxes // Thermal Engineering. 2013. Vol. 60, No. 4. P. 285.

3. Popov I. A., Zubkov N. N., Gortyshov Yu.F., Shchelchkov A. V. Heat transfer enhancement and critical heat fluxes in boiling of microfinned surfaces (Review) // High Temperature. 2017. Vol. 55, Iss. 4. P. 524–534.

УДК 621.18, 533.6.08

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ ТЕЧЕНИЯ В ЧЕТЫРЁХВИХРЕВОЙ ТОПКЕ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ АНЕМОМЕТРИИ

С. В. Алексеенко, И. С. Ануфриев, И. С. Садкин, Е. Ю. Шадрин, О. В. Шарыпов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Основным источником получения тепловой энергии на современных станциях остается сжигание ископаемого топлива, например угля. Существующие технологии сжигания позволяют использовать в качестве топлива исключительно уголь высокого качества: высокая теплотворная способность, низкое содержание примесей и т. п. Тем самым, вовлечение в топливно-сырьевой баланс низкосортных (непроектных) углей является важной научно-технической задачей. Использование таких углей затруднено из-за отсутствия методов сжигания, позволяющих удовлетворить, в том числе, современным энергетическим и экологическим требованиям [1]. В настоящее время разработан ряд технических решений, позволяющих использовать в качестве топлива непроектные угли [2], в том числе: сжигание в циркулирующем кипящем слое; факельное сжигание; вихревое (циклонное) сжигание и др. Широкое распространение получили призматические топки с факельным сжиганием пылеугольной смеси, в которых измельченное угольное топливо подается в камеру сгорания вместе с высокоскоростным потоком окислителя (воздуха). Опыт сжигания низкосортных углей в таких топках выявил ряд негативных факторов (интенсивное шлакование поверхностей, неравномерное заполнение объема камеры сгорания и др.), требующих дальнейшей модернизации конструкции. Например, котел БКЗ-640-140ПТ Гусиноозерской ГРЭС с факельным сжиганием был переведен с жидкого на твердое шлакоудаление, а на фронтальных стенках были установлены дополнительные горелки, направленные под углом к плоскости симметрии, что позволило организовать так называемую двухвихревую схему сжигания. Однако это изменение устранило не все недостатки, вследствие чего была предложена двухвихревая схема сжигания с холостым дутьем – для уменьшения недожога топлива, снижения концентрации оксидов азота, а также снижения температур и тепловых потоков в областях возможного шлакования экранов топки [3]. Другим примером реконструкции топки с факельным сжиганием является модернизация котла БКЗ-320-140 ст. № 18 Красноярской ТЭЦ-1 с использованием призматической экранированной топки [3], использующей четырехвихревую схему сжигания топлива [4]. Предложенная организация топочного процесса являлась новой, аналогов не имела, поэтому возникла необходимость предварительного изучения на моделях эффективности работы топки. Проведенные исследования внутренней аэродинамики лабораторной модели [5] выявили конструктивные недостатки такой конструкции.

В данной работе с использованием бесконтактных оптических методов диагностики потоков исследуется внутренняя аэродинамика изотермической модели (масштаб 1:25) усовершенствованной четырехвихревой топки, схема и фотография которой представлены на рис. 1. Отличительной особенностью данной топки от ранее изученной [5] является симметричное расположение фронтальных горелок, позволяющее обеспечить наличие стабильной структуры течения с четырьмя вертикальными вихревыми структурами в широком диапазоне режимов.

Ранее авторами были выполнены исследования [6] структуры течения в ряде сечений усовершенствованной модели для различных режимов (варьировались значения начальной скорости на выходе из боковых и фронтальных сопел) с использованием метода PIV. На рис. 2 представлены проекции линий тока, полученные по результатам измерений в трех горизонтальных сечениях модели, соответствующих расположению ярусов горелок, для

режима, при котором скорости исходящих из боковых и центральных сопел составляли 5 и 1 м/с, соответственно. Такой режим является подобным режиму работы реального котла.

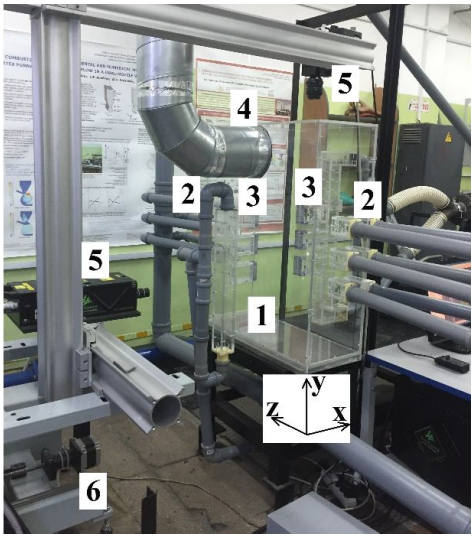
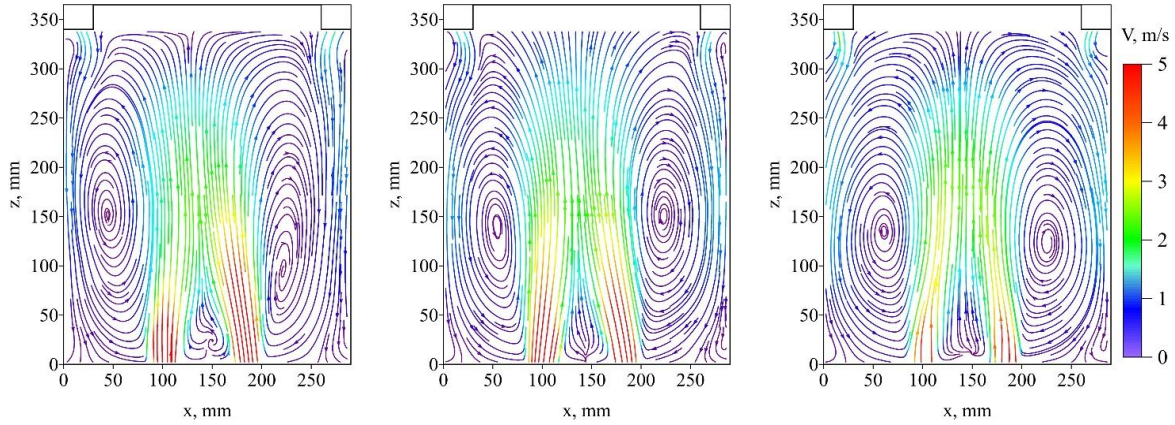


Рис. 1. Фотография лабораторной модели четырехвихревой топки: 1 – камера сгорания; 2 – боковые сопла; 3 – фронтальные сопла; 4 – вентиляция; 5 – измерительная система; 6 – координатно-перемещающее устройство



а *б* *в*

Рис. 2. Проекции линий тока, полученные по результатам PIV измерений, для начальных скоростей через боковые и центральные сопла 5 и 1 м/с соответственно: *а* – нижние сопла; *б* – средние сопла; *в* – верхние сопла

По результатам проведенных исследований удалось установить следующие особенности течения. Потоки, выходящие из боковых сопел, доходя до центра топки, взаимодействуют с потоками, подаваемыми через фронтальные сопла, и потоками, подаваемыми через противоположные боковые сопла, разворачиваются и замыкаются, образуя интенсивно закрученное течение с четырьмя вихрями. Положение центров вихрей зависит от оси у, что свидетельствует об искривлении осей вихревых структур. Имеет место интенсивное омывание фронтальных стенок, что обладает важным практическим значением, заключающимся в предотвращении шлакования теплообменных поверхностей.

Однако из-за геометрических особенностей модели проведение исследований в других сечениях с использованием метода PIV было невозможно. Поэтому измерения в вертикальных сечениях проведены с использованием метода лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА). Этот метод реализован в автоматизированном измерительном комплексе ЛАД-05 (разработка ИТ СО РАН) [7]. Система включает в себя: оптоэлектронный модуль, координатно-перемещающее устройство, компьютер со специализированным программным обеспечением. Методика измерения заключается в следующем. Лазерный пучок расщепляется акустооптическим модулятором на два пучка, которые, пересекаясь в потоке, формируют

интерференционное поле с известной периодической структурой. Его изображение в рассеянном назад свете формируется оптическими элементами на светочувствительной поверхности фотоприемника. В основе метода лежит измерение перемещений взвешенных в потоке частиц (трассеров). Пересекая интерференционное поле, частицы генерируют оптический сигнал, частота которого прямо пропорциональна скорости трассеров. В качестве трассеров в данном эксперименте использовались микрокапли растительного масла, генерируемые устройством, основанном на принципе сопла Ласкина. Трассеры примешивались к основному потоку воздуха до входа в модель, и таким образом засеивали весь исследуемый объем. Их концентрация позволяла измерительной системе регистрировать 300–500 частиц/с. Характерный размер микрокапель (1–5 мкм) обеспечивал высокое соответствие их траекторий линиям тока.

Автоматизированный измерительный комплекс ЛАД-05 измеряет две компоненты скорости потока, лежащие в плоскости, перпендикулярной к оптической оси оптоэлектронного блока. Система была установлена так, чтобы регистрировать компоненты вектора скорости в вертикальной плоскости, параллельной фронтальным стенкам. В результате получены распределения компонент осредненной скорости, а также информация о пульсационных характеристиках потока, в ряде сечений модели при различных значениях скорости на выходе из боковых и фронтальных сопел.

Полученные результаты дополняют данные PIV-измерений и дают более детальное представление о внутренней аэродинамике исследуемой вихревой топки. Полученные данные будут использованы для верификации математических моделей расчета процессов тепломассопереноса при сжигании пылеугольного топлива в полномасштабных топках.

Исследования выполнены при финансовой поддержке РНФ (проект 19-19-00443).

Литература

1. Саломатов В. В. Природоохранные технологии на тепловых и атомных электростанциях. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006.

2. Башкова М. Н., Казимиров С. А., Темлянцев М. В., Багрянцев В. И., Рыбушкин А. А., Слажнева К. С. Практика и перспективы применения различных способов сжигания твердого топлива в теплоэнергетических установках // Вестн. Сибирского гос. индустриального ун-та. 2014. № 2 (8). С. 24–32.

3. Чернецкая Н. С., Минаков А. В., Брикман И. А., Чернецкий М. Ю. Расчетное исследование процессов аэродинамики, тепломассообмена, горения и образования окислов азота в двухвихревой топочной камере котла БКЗ-640 с холостым дутьем // Изв. Томского политехн. ун-та. 2013. Т. 322, № 4. С. 11–16.

4. Пат. РФ № 2032853. Призматическая экранированная топка. Патентообладатель: Сибирский филиал ВТИ. Авторы: Срывков С. В., Процайло М. Я., Дектерев А. А., Козлов С. Г., Пронин М. С., Ковалевский А. М., Попов В. П. Зарегистрирован 10.04.1995. Приоритет от 01.09.1992.

5. Ануфриев И. С., Шарыпов О. В., Дектерев А. А., Шадрин Е. Ю., Папулов А. П. Исследование структуры потока в модели четырехвихревой топки // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 6. С. 873–879.

6. Алексеенко С. В., Ануфриев И. С., Шадрин Е. Ю., Шарыпов О. В. Изучение структуры течения в перспективном вихревом топочном устройстве // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, № 22. С. 32–35.

7. Ануфриев И. С., Стрижак П. А., Чернецкий М. Ю., Шадрин Е. Ю., Шарыпов О. В. Аэродинамика перспективной конструкции вихревой топки // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 15. С. 25–32.

УДК 532.516

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ И КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЦИЛИНДРЕ С ТОРЦЕВОЙ СТЕНКОЙ

В. А. Архипов, А. Г. Коротких, Н. Н. Золоторёв, В. Т. Кузнецов, О. В. Матвиенко

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Вращающиеся элементы широко применяются в различных промышленных и лабораторных установках. Вращение элементов приводит к существенному изменению условий их теплообмена [1, 2]. В частности, при измерении характеристик зажигания образцов конденсированных веществ многомодовым лазерным излучением используется метод пространственного осреднения интенсивности излучения путем вращения цилиндрического образца [3]. При вращении образца конденсированного вещества возникает конвективный теплообмен облучаемой торцевой поверхности с неподвижной окружающей средой (воздухом), интенсивность которого возрастает по мере нагрева поверхности лазерным излучением. Для обеспечения контролируемых условий зажигания образца необходимо оценить и по возможности исключить конвективный тепловой поток, приводящий к охлаждению образца.

Закономерности теплообмена вращающегося диска рассмотрены в [4, 5]. Плотность конвективного теплового потока от равномерно нагретой до температуры T_s поверхности вращающегося диска радиусом R в неподвижную среду определяется соотношением

$$q = \frac{\lambda}{R}(T_s - T)\mathrm{Nu}\,.$$

Число Нуссельта для ламинарного режима обтекания вращающегося диска определяется соотношением [5]

$$\mathrm{Nu} = 0.388\sqrt{\mathrm{Re}_\omega\,\mathrm{Pr}}\,,$$

где $\mathrm{Re}_\omega = \rho\omega R^2/\mu$, $\mathrm{Pr} = \mu c_p/\lambda$.

Результаты расчета зависимости q от T_s и угловой скорости вращения диска приведены на рис. 1. Расчеты проведены для теплофизических характеристик воздуха [6]: λ_g = = 0.0244 Вт/(м·К); ρ_g = 1.205 кг/м^3; $\mu_g = 1.8\cdot10^{-5}$ Па·с, c_p = 1008 Дж/(кг·К); T_g = 293 К. Из приведенных графиков следует, что величина конвективного теплового потока может достигать q = 0.48–2.65 Вт/см^2.

Рассмотрим конвективный тепловой поток вращающегося диска, запрессованного в цилиндрическую трубку высотой h. В отличие от работ [1, 2, 7], в которых рассматривается теплообмен с цилиндрическими стенками трубки, в настоящей работе проанализированы условия течения и теплообмена на ее торцевой стенке.

Для описания аэродинамики стационарного осесимметричного изотермического закрученного потока использовалась физико-математическая модель, которая включает уравнения Навье–Стокса в цилиндрических координатах x, r (ось x направлена в сторону открытого торца цилиндра) [8]. Исследование характеристик турбулентности осуществлялось с использованием составной модели Ментера SST (Shear Stress Transport) [9], которая представляет собой комбинацию k–ε и k–ω моделей турбулентности, обеспечивающую сочетание лучших качеств этих моделей. Для определения турбулентной вязкости использовалось соотношение, базирующееся на гипотезе Брэдшоу [10] о пропорциональности напряжения сдвига в пристеночной части пограничного слоя энергии турбулентных пульсаций.

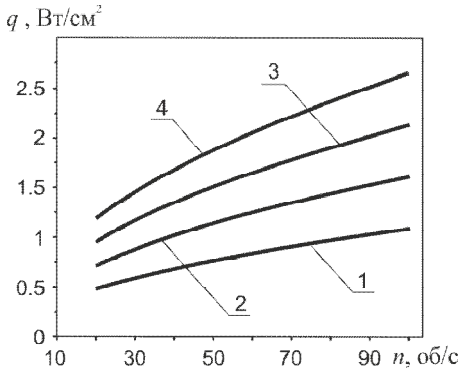


Рис. 1. Результаты расчета q в зависимости от T_s и n (1 – T_s = 500 К, 2 – 600, 3 – 700, 4 – 800)

Система уравнений решалась численно с использованием метода конечного объема [11]. Численное решение проводилось с использованием шахматной сетки, причем узлы для осевой и радиальной составляющих скорости располагались в середине граней контрольных объемов для скалярных величин. Вычисления проведены на сетке с 2000 узлами в осевом направлении и 1700 узлами – в радиальном. Вблизи стенок, а также в областях с большими градиентами скорости и концентрации проводилось сгущение сетки.

На основе представленной математической модели было проведено численное исследование поля течения во вращающемся цилиндре с торцевой стенкой для условий экспериментов [3] (R = 0.5 см, h = 0.5–10 см, n = 500–3000 об/мин).

На рис. 2 приведены линии тока в цилиндре при n = 2800 об/мин для различных значений h. Вращение стенок инициирует закрутку примыкающих к ним слоев воздуха, которая приводит к формированию поля центробежных сил. В приосевой зоне образуется область пониженного давления за счет движения воздуха в радиальном направлении. Воздух из окружающей среды инжектируется в приосевую зону и разворачивается в окрестности торцевой стенки с последующим истечением вдоль боковых стенок цилиндра.

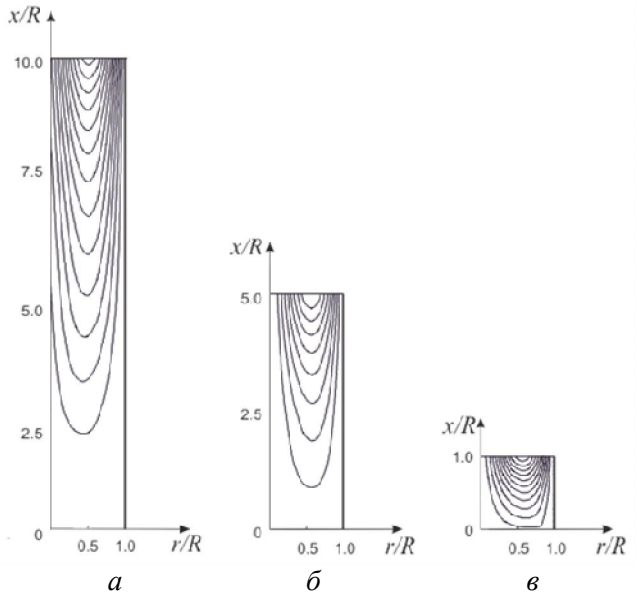


Рис. 2. Линии тока во вращающемся цилиндре (n = 2800 об/мин): *а* – h/R = = 10, *б* – 5, *в* – 1

Результаты расчетов показали, что структура потока определяется частотой вращения n и высотой h цилиндра. В частности, для n = 2800 об/мин в цилиндре высотой $h/R > 6$ между торцевой поверхностью и местом разворота приосевого потока формируется застойная зона с вихревым движением малой интенсивности (рис. 1, *а*, *б*). При этом конвективный теплообмен диска, определяемый разностью скоростей вращения диска и среды, существенно сни-

жается. Для относительно коротких цилиндров ($h/R < 3$) разворот потока происходит в непосредственной близости от торцевой стенки (рис. 1, *в*).

На рис. 3 приведены радиальные распределения $\Delta w(r)$ в приторцевой зоне для фиксированной высоты цилиндра $h/R = 10$. С увеличением частоты вращения от 500 до 2800 об/мин величина максимальной относительной скорости возрастает от нуля до значения $|\Delta w| \sim 8$ см/с.

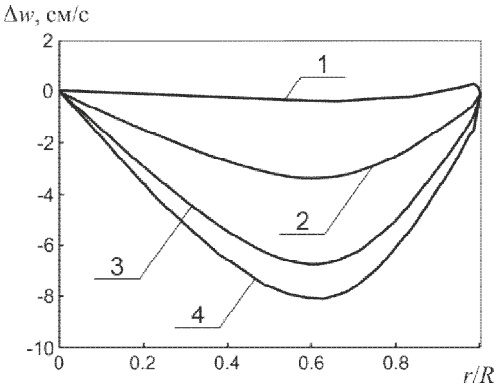


Рис. 3. Радиальные распределения относительной тангенциальной скорости в приторцевой зоне цилиндра высотой $h/R = 10$: 1 – n = 500 об/мин, 2 – 1000, 3 – 2000, 4 – 2800

Таким образом, результаты расчетов показали, что относительная скорость вращательного движения воздуха и торцевой поверхности, характеризующая интенсивность конвективного теплообмена, определяется двумя параметрами – частотой вращения n и высотой h цилиндра. На основе анализа результатов численного моделирования получена аппроксимационная зависимость для выбора высоты цилиндра, обеспечивающей разность тангенциальных скоростей воздуха и торцевой стенки, не превышающей 10% для заданной частоты вращения

$$h / R \geq 2.14 \cdot 10^{-3} n .$$

При выполнении этого неравенства между торцевой стенкой и областью разворота потока формируется застойная зона, в которой взаимодействие инжектируемого потока с поверхности незначительно. В приторцевой зоне течения угловые скорости вращения потока и торцевой стенки практически равны. При этом исключается конвективный теплообмен. Для оценки уравнения теплового потока в коротких цилиндрах при $h/R < 2.14 \cdot 10^{-3} n$ необходимо при расчете числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_\omega = \rho\omega R^2/\mu$, входящего в зависимость для конвективного теплового потока, в качестве ω использовать угловую скорость относительного вращательного движения $\Delta\omega = \Delta w/R$.

Обозначения

q – плотность конвективного теплового потока, Вт/см^2; λ – коэффициент теплопроводности среды, Вт/(м·К); R – радиус вращающегося диска, м; T_s – температура поверхности диска, К; T – температура окружающей среды, К; ρ – плотность окружающей среды, кг/м^3; ω – угловая скорость вращения диска, рад/с; μ – коэффициент динамической вязкости окружающей среды, Па·с; c_p – изобарная теплоемкость окружающей среды, Дж/(кг·К).

Литература

1. Дорфман Л. А. Гидродинамическое сопротивление и теплоотдача вращающихся тел. М.: Физматгиз, 1960. – 260 с.

2. Owen J. M., Rogers R. N. Flow and heat transfer in rotating-disc systems. Vol. 1: Rotor-Stator-Systems. Taunton (Somerset, England): Research Studies Press Ltd, 1989. – 278 p.

3. Arkhipov V. A., Goldin V. D., Zolotorev N. N. et. al. New method of condensed systems ignition by laser radiation // 14th Intern. Conf. «Gas Discharge Plasmas and Their Applications» GDP-2019: Abstracts. Tomsk: TPU Publishing House, 2019. P. 70.

4. Шевчук И. В. Влияние температуры стенки на ламинарный теплообмен вращающегося диска: приближенное аналитическое решение // ТВТ. 2001. Т. 39. № 4. С. 682–685.

5. Шевчук И. В. Турбулентный теплообмен вращающегося диска при постоянной температуре или плотности теплового потока на стенке // ТВТ. 2000. Т. 38. № 3. С. 521–523.

6. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. – 721 с.

7. Шевчук И. В., Халатов А. А. Теплообмен и гидродинамика в прямых каналах, вращающихся относительно параллельной или наклонной оси // ТВТ. 1996. Т. 34. № 3. С. 461–473.

8. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. – 588 с.

9. Menter F.R. Zonal two-equation k-ω turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1993. Technical Report N93-2906.

10. Bradshaw P., Ferriss D. H., Atwell N. P. Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation // J. of Fluid Mechanics. 1967. Vol. 28. P. 593–616.

11. Патанкар С. Численные методы решения задач тепломассообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.

УДК 536.2:532/533; 532.516

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛООБМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ УСТРОЙСТВА, ПРЕДНАЗНАЧЕННОГО ДЛЯ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ КОМПОНЕНТОВ

Т. А. Баранова, Ю. В. Жукова, Т. В. Сидорович

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Для проектирования систем охлаждения изделий микроэлектронной техники (ИМТ) разработаны и продолжают разрабатываться практические подходы, которые позволяют решать задачу по охлаждению устройств приближенными аналитическими методами с определенным количеством ограничений и технических допущений по отношению к реальному объекту [1−3]. Наиболее часто применяемой является конструкция системы охлаждения с оребрением разной геометрии.

Методы теплового и аэродинамического расчета таких охлаждающих устройств сводятся главным образом к расчету тепловых характеристик вблизи оребренных поверхностей. После проведения всех тепловых расчетов встает вопрос о соответствии реально получившегося теплового режима требуемым техническим условиям, в частности, недопустимости перегрева и, как следствие, снижения долговечности функционирования ИМТ. Соответствие реально полученного теплового режима заданным техническим характеристикам можно определить либо в натурном, либо в вычислительном эксперименте. Тепловой режим ИМТ можно считать допустимым, если температуры в критических зонах не достигают предельных допустимых значений.

Экспериментальное исследование с целью установления температуры в критических зонах ИМТ выполнить достаточно сложно, так как критические зоны элементов обычно не-

доступны для прямого измерения и температуры в них могут отличаться даже для однотипных изделий вследствие технологически обусловленного разброса в значениях теплового сопротивления между корпусом и критической зоной элемента.

Поэтому для определения температур критических зон целесообразно проведение вычислительного эксперимента с минимальным количеством допущений и упрощений и, желательно, в трехмерной постановке.

Для устройств с мощными электронными компонентами величина мощности превышает 100 Вт. Разработка оребренных конструкций для охлаждения таких устройств является актуальной задачей. Например, в Казанском национальном исследовательском техническом университете были проведены экспериментальные испытания охлаждения электронных устройств на основе оребренных тепловых труб [4, 5].

Система охлаждения, показанная на рис. 1, представляет собой устройство на основе медных оребренных тепловых труб, концы которых запрессовываются в массивное основание. Предполагается, что такая система охлаждения обеспечивает отвод больших тепловых потоков до 400 Вт и способствует работоспособности электронных компонентов в широком диапазоне температур окружающей среды.

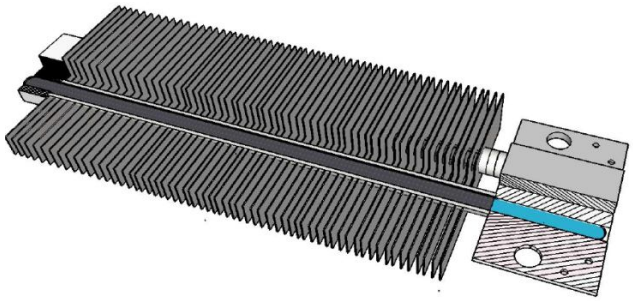


Рис. 1. Система охлаждения с гладким оребрением тепловых труб

Физические процессы испарения и конденсации, происходящие в тепловых трубах, не моделировались. Для их имитации и обеспечения высокой теплопередающей способности использовались два медных стержня диаметром 14 мм с коэффициентом теплопроводности $\lambda = 25000$ Вт/мК. На них располагались плоские прямоугольные ребра в количестве 60 штук, толщиной 1 мм и габаритными размерами 170×42 мм. Шаг оребрения – 6,4 мм. Материал оребрения – алюминий АД1.

Для случая охлаждения за счет естественной конвекции выполнено исследование на основе инженерной методики [6].

Принято, что предельная допустимая рабочая температура поверхности устройства – 342 К, температура окружающей среды – 273 К и 293 К; мощность, рассеиваемая устройством, принимает три значения: 200, 300 и 400 Вт.

Исследовано влияние площади оребрённой поверхности, количества ребер, коэффициента теплопроводности рёбер, температуры окружающей среды на среднюю температуру поверхности тепловыделяющего устройства и температуру воздуха вблизи нее. Коэффициент теплопроводности рёбер принимал значения: 170, 470 и 3300 Вт/(м К).

Влияние рассеиваемой мощности, теплопроводности ребер, температуры окружающей среды на среднюю температуру поверхности электронного устройства показаны на рис. 2. Видно, что электронное устройство данной комплектации будет нормально функционировать в условиях естественной (свободной) конвекции только для рассеиваемой мощности 200 Вт. В этом случае большая теплопроводность ребра обеспечивает среднюю температуру ниже предельного значения: для поверхности ребра – на 4 градуса, для воздуха вблизи поверхности устройства – на 2 градуса. Данные значения температуры полностью укладываются в диапазон допустимых значений. Для рассеиваемой мощности 300 и 400 Вт и температу-

ры воздуха 293 К средние температуры выходят за пределы допустимого диапазона, и устройство будет в достаточной мере охлаждаться естественной конвекцией только при более низких температурах среды – 273 К и ниже. При температуре окружающей среды 333 К для всех исследованных значений мощности устройство работать не сможет из-за существенного перегрева поверхности.

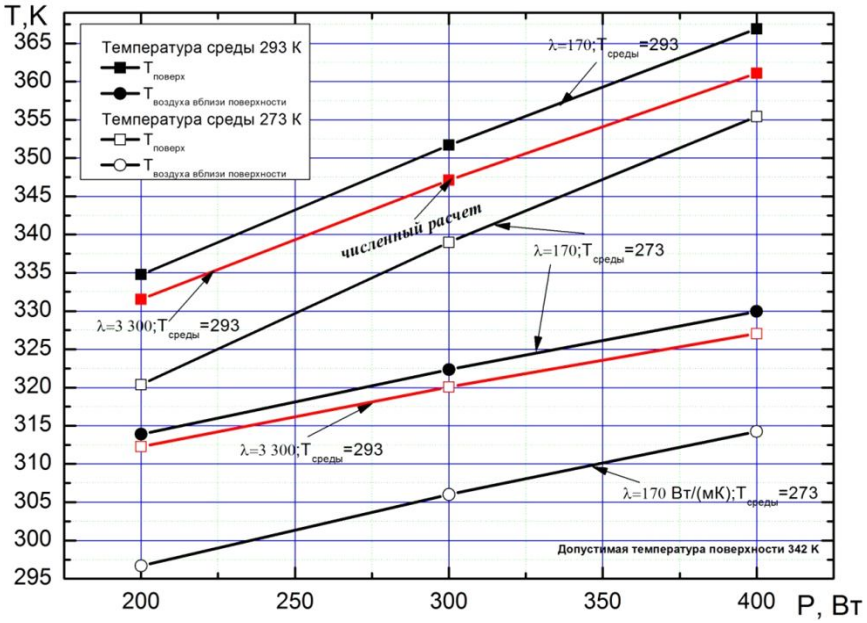


Рис. 2. Влияние рассеиваемой мощности, теплопроводности ребер, температуры окружающей среды на среднюю температуру поверхности ИМТ

Однако в электронных устройствах сложной конфигурации часто требуется определить детальную картину распределения температурных полей вдоль ребер, вблизи поверхности, в отдельных точках, где возможен локальный перегрев. Ответы на эти вопросы может дать вычислительный эксперимент.

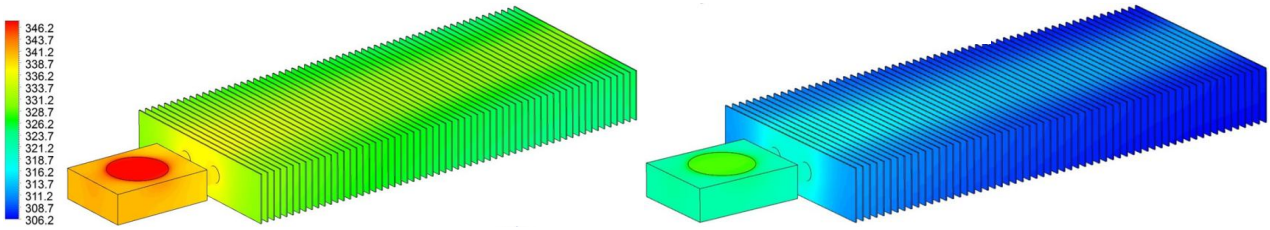
Численное моделирование проводилось средствами газодинамического решателя ANSYS Fluent 19.1 для случаев охлаждения в условиях естественной (свободной) конвекции и при вынужденном обтекании оребренных труб потоком воздуха. Количество расчетных ячеек приблизительно составляло 14 миллионов. Мощность теплового источника составляла 300 Вт. Для варианта со свободной конвекцией на нижней границе расчетного объема задавалось граничное условие «стенка» (wall), на остальных – мягкие граничные условия. Для варианта с вынужденной конвекцией на входной границе расчетного объема задавались: характерная скорость – 0,455 м/с, температура воздуха – 293 К и уровень турбулентности набегающего потока – 1%. На выходной границе этого объема задавались мягкие граничные условия.

Решались стационарные уравнения Рейнольдса, уравнение неразрывности и уравнение энергии. Для замыкания уравнений Рейнольдса была использована к-ω модель переноса сдвиговых напряжений Ментера в стандартной формулировке [7]. В процессе решения сходимость задачи контролировалась заданным уровнем относительной погрешности.

Результаты численного моделирования приведены в таблице и представлены на рис. 3. Численно полученная средняя температура тепловыделяющей поверхности (источника) принимает следующие значения: $T_{ср} = 347{,}2$ К – при свободной конвекции, $T_{ср} = 328{,}3$ К – при вынужденной конвекции. При этом максимально допустимая температура поверхности нагрева – 333 К. Инженерная методика дает заниженное значение средней температуры ребер и практически точное значение средней температуры тепловыделяющей поверхности.

Средние температуры источника и ребер (1, 15, 30, 45, 60 – номер ребра)
для мощности теплового источника 300 Вт

Тип охлаждения	$T_{ист}$, К	T_1, К	T_{15}, К	T_{30}, К	T_{45}, К	T_{60}, К
Свободная конвекция (расчет)	347,2	330,6	327,6	325,7	324,7	324,5
Свободная конвекция [3]	347,1	320,0				
Свободная конвекция [5]	–	322,4	324,1	324,8	324,3	311,1
Вынужденная конвекция (расчет)	328,3	311,5	309,4	307,9	306,9	306,5
Вынужденная конвекция [5]	–	310,2	307,4	307,2	306,2	297,4



а *б*

Рис. 3. Распределение температуры на ребрах и в межреберном пространстве: *а* – при свободной конвекции; *б* – при вынужденной конвекции (обтекание потоком воздуха снизу вверх)

Полученные результаты свидетельствуют о высокой достоверности как инженерных методик прогнозирования геометрических и режимных параметров теплового режима работы ИМТ и возможности их использования для изделий с большим тепловыделением, так и вычислительного эксперимента в трехмерной постановке, позволяющего построить детальную картину тепловых полей в зонах, особенно чувствительных к изменению температуры.

Литература

1. Дульнев Г. Н. Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре. Учебник для вузов по спец. «Конструир. и произв. радиоаппаратуры». М.: Высш. школа, 1984. – 247 с.

2. Букреев С. С., Головацкий В. А., Гулякович Г. Н. и др.; Источники вторичного электропитания / Под ред. Ю. И. Конева М.: Радио и связь, 1983. – 280 с.

3. Дульнев Г. Н., Парфенов В. Г., Сигалов А. В. Методы расчета теплового режима приборов. М.: Радио и связь, 1990. – 312 с.

4. Popov I. A., Shchelchkov A. V., Gortyshov Y. F., Al-Harbavi N. T. A. Cooling systems for electronic devices based on the ribbed heat pipe // Russian Aeronautics. 2015. Vol. 58, No. 3. P. 309–314.

5. Попов И. А., Аль-Харбави Н. Т. А., Щелчков А. В. Системы охлаждения силовой электроники на основе оребренных тепловых труб с интенсификацией теплоотдачи // Энергетика Татарстана. 2014. № 2. (34). С. 26–29.

6. Роткоп Л. Л., Спокойный Ю. Е. Обеспечение тепловых режимов при конструировании радиоэлектронной аппаратуры. М.: Сов. радио, 1976. – 232 с.

7. Menter F. R. Zonal two equation k-w turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1993. No. 2906. P. 1–21.

УДК 532.526.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА ПЛОСКИХ ТЕПЛООТВОДЯЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ С ПЛАСТИНЧАТЫМ ОРЕБРЕНИЕМ

Т. А. Баранова[1], Ю. В. Жукова[1], А. М. Терех[2], А. И. Руденко[2]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]НТУУ «Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского», г. Киев, Украина

Теплоотводящие плоские оребренные поверхности (или радиаторы) широко применяются для охлаждения радиоэлектронных, силовых электронных, телекоммуникационных компонентов. Такими компонентами могут быть либо мощные полупроводниковые приборы (диоды, биполярные транзисторы с изолированным затвором, тиристоры, твердотельные источники света – LED), либо интегральные схемы (микроконтроллеры, микропроцессоры, высокочастотные монолитные интегральные схемы).

В случае использования прямых или конических ребер для развития теплопередающей поверхности, для случаев естественной и вынужденной конвекции, методика проектирования систем охлаждения определяется нормативными документами, например [1]. Согласно [1] изначально необходимо знать зависимость коэффициента теплоотдачи от скорости набегающего потока, или, в безразмерных величинах, зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса, $Nu = f(Re)$. Эту зависимость ранее получали на основе экспериментальных данных.

Стоит отметить, что современные тенденции в развитии радио- и микроэлектронных систем диктуют необходимость рассеивания больших тепловых потоков. Кроме того, часто система охлаждения радио-/микроэлектронных устройств устанавливается таким образом, чтобы одновременно охлаждать два или более источников тепловыделения. Это приводит к изменению формы как самого радиатора, так и используемого оребрения, и, соответственно, к необходимости получения критериальных уравнений, способных описать зависимость теплоотдачи от характеристик потока для поверхностей сложной геометрии. Кроме того, необходимо учитывать тот факт, что устройство находится в окружении других элементов, то есть в сильно загроможденном пространстве с большим количеством тепловыделяющих элементов, а само пространство может иметь сложную геометрию. Экспериментально результаты по средней теплоотдаче получить достаточно сложно. Для достижения поставленной цели могут быть использованы методы численного моделирования, позволяющие получить требуемые зависимости для режимов работы радио- и микроэлектронного оборудования труднодостижимых экспериментально. Однако для того, чтобы получаемые с использованием методов численного моделирования результаты правильно описывали протекающие процессы теплопереноса необходима предварительная верификация расчетного алгоритма с использованием надежных экспериментальных данных, полученных для радиаторов, подобных исследуемому.

Объектом исследования является радиатор с пластинчато-разрезным оребрением (рис. 1). Площадь его основания – 70×70 мм^2. Экспериментальные исследования проводились в НТУУ «Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского» на аэродинамической трубе разомкнутого типа. Проточная часть экспериментального стенда состояла из рабочего участка прямоугольного сечения высотой 58 мм и шириной 85 мм, длиной 900 мм и двух успокоительных участков длиной по 950 мм. В рабочий участок экспериментальной установки помещались исследуемые теплообменные поверхности. Нагрев основания образцов осуществ-

лялся с помощью тканого резистивного электронагревателя. Температура основания и ребер исследуемых поверхностей измерялась с помощью медь-константановых термопар.

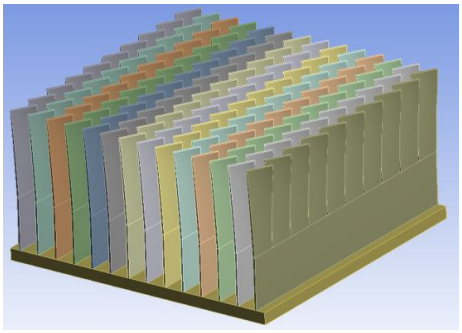


Рис. 1. Радиатор с пластинчато-разрезным оребрением

Расчетная область и граничные условия для численного моделирования выбирались согласованными с условиями проведения эксперимента. Решались стационарные уравнения Навье–Стокса, осредненные по Рейнольдсу, и уравнение энергии. Уравнения Рейнольдса замыкались с использованием модели переноса сдвиговых напряжений Ментера [2]. Сравнение с экспериментальными результатами осуществлялось для скорости набегающего потока 3,9 м/с и тепловой мощности 61 Вт, подаваемой на основание, по средней температуре основания T_b, по средней температуре ребер и основания $T_{b\,r}$, а также по среднему коэффициента теплообмена α_{conv}. Результаты численного моделирования и эксперимента, представленные в таблице, показывают удовлетворительное совпадение между собой. Расхождение в результатах, в первую очередь, может быть объяснено различием в значениях теплофизических свойств материала радиатора, используемых в численном моделировании и эксперименте.

Сравнение экспериментальных данных и результатов численного моделирования

Параметры	Эксперимент	Численное моделирование
T_b, K	321,95	318,03
$T_{b\,r}$, K	312,8	314,46
α_{conv}, Вт/(м^2 K)	66,5	64,43

На рис. 2 представлено распределение температуры по оребрению радиатора. Видно, что лобовая часть радиатора хорошо охлаждается и имеет наиболее низкую температуру. Кормовая часть отводит тепло неравномерно. Это связано со структурой потока, формируемой разрезной и повернутой частью оребрения как внутри радиатора, так и в ближнем следе за радиатором. Внутри радиатора за счет разрезки оребрения возникают перетоки среды между межреберными каналами. Поворот разрезанной части увеличивает вертикальную составляющую скорости, уменьшая толщину пограничного слоя в прикорневой части ребер.

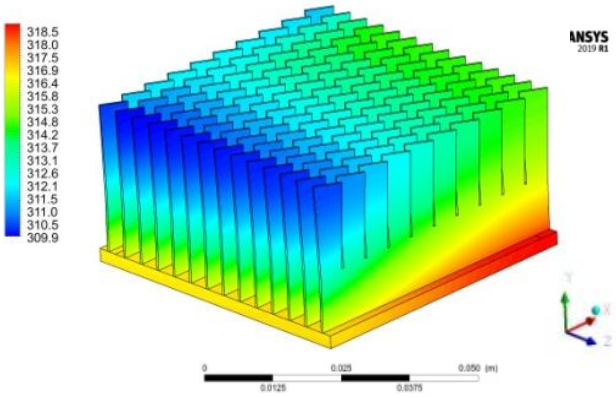


Рис. 2. Распределение температуры по поверхности радиатора

На рис. 3 показано распределение скорости в плоскости на высоте y = 0.002 м от основания радиатора. На структуру течения в ближнем следе за радиатором оказывает значительное влияние выдуваемые под углом потоки из межреберных каналов. Эти потоки формируют ассиметричную структуру следа, что оказывает влияние на теплоотдачу кормовой части радиатора.

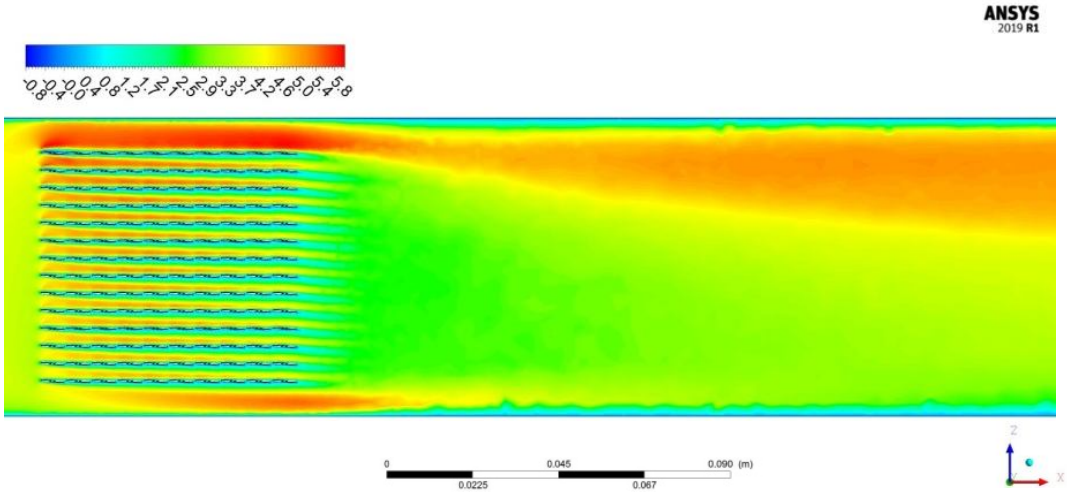


Рис. 3. Распределение скорости в ближнем следе за радиатором

Выводы

Поворот разрезанной части оребрения приводит к перетокам теплоносителя между межреберными каналами, увеличения вертикальной составляющей скорости в межреберных каналах, а также к формированию асимметричного следа за радиатором, что, в свою очередь, влияет на теплоотдачу кормовой части радиатора. Радиаторы с пластинчато-разрезным оребрением с поворотом могут быть применены для отвода тепла от двух или более близкорасположенных источников тепла. Применение радиаторов с пластинчато-разрезным оребрением с поворотом для охлаждения реальных радио- и микроэлектронных устройств требует корректного проектирования канала, в котором располагается само устройство.

Обозначения

α_{conv} – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); T – температура, К; V_x – продольная составляющая скорости, м/с; V_z – боковая составляющая скорости, м/с.

Литература

1. Радиаторы охлаждения полупроводниковых приборов. Методы расчета: ОСТ4.012.001. 1978. – Введ. 1979-01-01. Ред. 1-77. – 67 с.

2. Menter F. R. Review of the SST turbulence model experience from an industrial perspective // Int. J. Comp. Fluid Dyn. 2009. Vol. 23, Iss. 4. P. 305–316.

УДК 536.24:536.33:697.133

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ НА ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ СВЕТОПРОЗРАЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ

Б. И. Басок, Б. В. Давыденко, В. Г. Новиков, А. В. Тимощенко

Институт технической теплофизики НАН Украины, г. Киев

Светопрозрачные конструкции являются наиболее проблемными зонами ограждающих конструкций зданий с точки зрения высоких тепловых потерь в холодный период года и необходимости кондиционирования помещений в теплый период. Поэтому разработка методов повышения их теплозащитных свойств является чрезвычайно актуальной.

Известно, что наиболее точное исследование процессов теплообмена различного рода конструкций с окружающей средой осуществляется посредством CFD моделирования. Однако конструкционные особенности окон, заключающиеся в сочетании тонкостенных профилей и тонких стекол с большими габаритами самого окна, а также необходимость учета влияния окружающей среды, температурного режима комнаты и воздушной прослойки в межстекольном пространстве приводит к существенному увеличению количества ячеек расчетной сетки модели до нескольких миллионов. Численное решение таких задач требует использования очень мощной компьютерной техники и значительных затрат машинного времени.

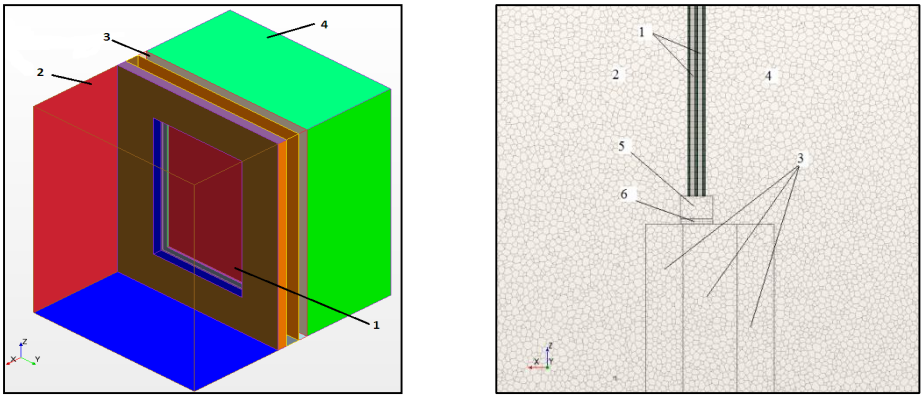
Возможно именно поэтому авторы работ, посвященных вопросам теплопередачи через оконные системы, разделяют конструкцию окна на составляющие и рассматривают процессы переноса теплоты отдельно через профили рам [1], краевые зоны стеклопакета [2] и стеклопакет в целом [3]. В работе [2] приведены результаты численного моделирования температурного режима краевых зон однокамерного стеклопакета в зависимости от свойств материала дистанционной рамки. В [3] методом численного моделирования исследованы закономерности радиационно-конвективного теплопереноса через двухкамерный стеклопакет с обычным стеклом и стеклом с *i*-покрытием, которые дают возможность определить уровни теплопотерь через стеклопакет.

В настоящей работе представлены результаты 3D CFD моделирования энергетических потоков через оконную конструкцию, встроенную в оконный проем. Геометрическая модель оконной конструкции, возможно впервые, включает в себя оконный проем с косяками, оконный блок, монтажные швы, подоконник, часть стены корпуса, где прорезан оконный проем, а также части воздушных объемов окружающей среды и внутреннего помещения (рис. 1). Оконный блок включает одно- или двухкамерный стеклопакет и трехкамерный профиль рамы со стальной вкладкой. В качестве уплотнителя между оконным блоком и проемом в стене предусмотрена монтажная пена. В данной численной модели рассматривается перенос теплоты из помещения в окружающую среду при наличии солнечной радиации. Теплоперенос из помещения во внешнюю среду осуществляется теплопроводностью, конвекцией и длинноволновым излучением. Величины соответствующих тепловых потоков зависят от разницы температур внутри помещения T_{in} и во внешней среде T_{out}.

Интенсивность солнечного излучения, поступающего на ограждение здания, зависит от его географического положения, степени загрязнения атмосферы, наличия облачности, числа и месяца рассматриваемого дня, а также времени суток. Солнечное излучение в рассматриваемой модели рассчитывается для географических координат г. Киева на 12 ч дня зимнего солнцестояния при умеренной облачности.

В данной модели потоки лучистой энергии разделены на два интервала в зависимости от длин волн: 1.0e-7–3.0e-6 м и 3.0e-6–1.0 м. Первый интервал соответствует спектру сол-

нечного излучения (коротковолновое излучение), второй интервал – длинноволновое излучение. Такое разделение необходимо потому, что обычное стекло по своим свойствам практически полностью пропускает излучение с длинами волн первого интервала и практически полностью поглощает излучение с длинами волн второго интервала.



а *б*

Рис. 1. Геометрическая модель (*а*) и поперечное сечение фрагмента расчетной сетки, содержащей более 3 700 000 расчетных ячеек (*б*): 1 – двухкамерный 4M1-10-4M1-10-4M1 или однокамерный 4M1-16-4M1 стеклопакеты размерами 1,06x0,642 м; 2 – внешняя среда: T_{out} = –10 °C (–20 °C); 3 – стеновая «сэндвич» панель (бетон–минеральная вата–бетон); 4 – помещение комнаты: T_{in} = 20 °C; 5 – трехкамерный профиль рамы 0,04x0,06 м; 6 – слой монтажной пены толщиной 0,01 м;

Радиационный поток при взаимодействии с материалами оконной конструкции подчиняется закону Кирхгофа, который устанавливает соотношение между коэффициентами поглощения, отражения, пропускания, рассеивания и флюоресценции. В настоящей работе коэффициенты флюоресценции и рассеивания не учитывались. Для стекла в случае коротковолнового излучения коэффициенты поглощения, отражения и пропускания рассчитывались по формулам, представленным в [4]. В случае длинноволнового излучения для различных материалов оконной конструкции использовались справочные данные степени черноты ε при нулевом значении коэффициента пропускания.

Процессы переноса импульса и энергии в системе оконной конструкции рассматриваются в трехмерной постановке и описываются системой дифференциальных уравнений, состоящей из уравнения неразрывности; уравнений переноса импульса; уравнения энергии (для газовой среды) и уравнения теплопроводности для твердотельных элементов. На поверхностях раздела твердое тело–воздух и твердое тело–твердое тело реализуются условия сопряжения, наиболее общий вид которых представлен ниже:

$$-\lambda_0 \frac{\partial T}{\partial n_{n=-0}} = -\lambda_a \frac{\partial T}{\partial n_{n=+0}} - q_s + c_0 \varepsilon_n \left(T_{n=0}^4 - T_{sky}^4\right) + \sum_i c_0 \varepsilon_i f_i (T_{n=0}^4 - T_i^4),$$

где c_0 – коэффициент излучения абсолютно черного тела; q_s – тепловой поток прямого и рассеянного солнечного излучения; T_{sky} – условная температура атмосферы; T_j – температура поверхностей ограждающих конструкций других зданий; f_i – соответствующие факторы видимости.

Тепловой поток прямого и рассеянного солнечного излучения определяется значением солнечной постоянной (E = 1367 Вт/м^2), солнечного азимута и высоты Солнца. На рис. 2 представлены значения потоков прямого солнечного излучения в системе оконной конструкции с двухкамерным стеклопакетом.

Условная температура атмосферы T_{sky} является функцией температуры у поверхности Земли, а ее значение рассчитывается по известным эмпирическим зависимостям. Температу-

ра атмосферы определяет длинноволновой радиационный тепловой поток, уходящий в атмосферу от элементов конструкции окна.

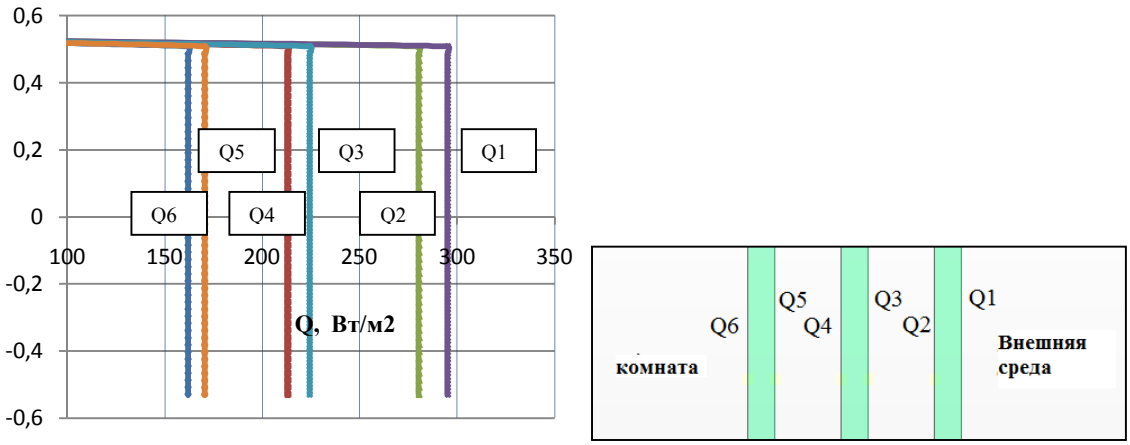
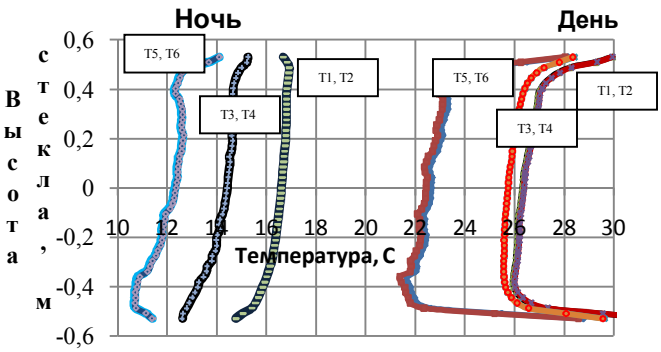
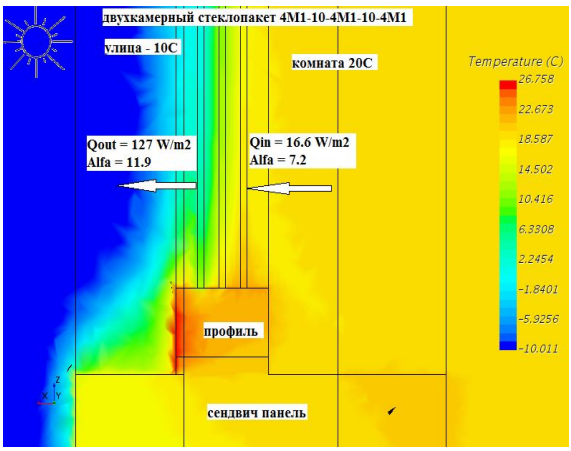


Рис. 2. Прямое солнечное излучение, зимнее солнцестояние, 12 ч дня

В результате численных экспериментов установлено достаточно существенное влияние солнечного излучения и излучения от прилегающих к окну непрозрачных элементов фасада здания на формирование теплового режима оконной системы (рис. 3, *а*). В частности, в дневное время суток под воздействием солнечного излучения температура непрозрачных элементов оконной конструкции и прилегающих стен фасада со стороны окружающей среды в условиях естественной конвекции более чем на 30 °С превышает температуру воздуха, что в свою очередь влияет на распределение температур и термическое сопротивление стеклопакета (рис. 3, *б*).

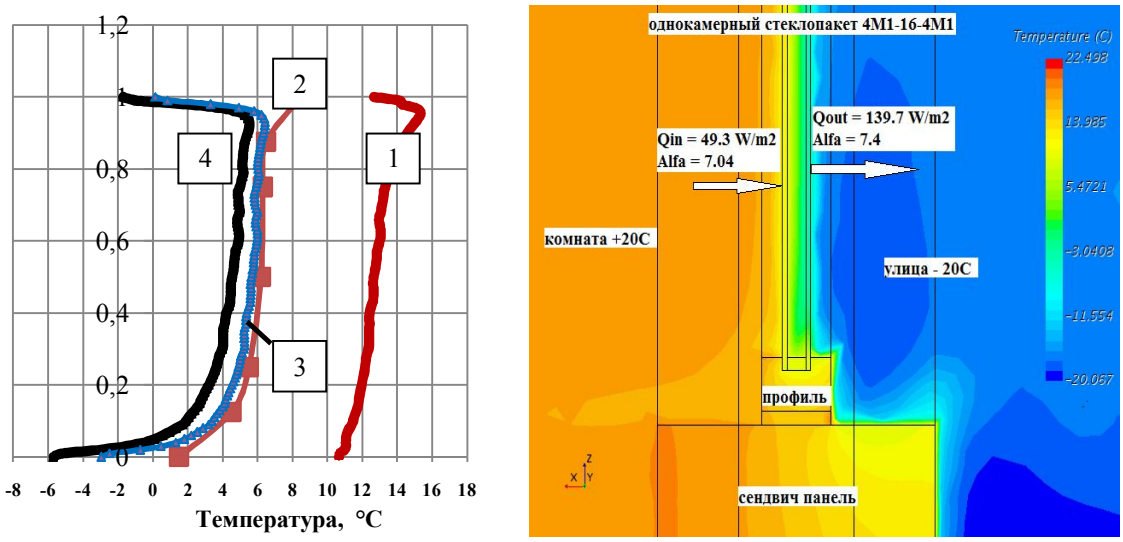




а *б*

Рис. 3. Вертикальное распределение температур вдоль средней линии стекол (*а*): T1, T2 – температура на поверхностей стекла со стороны комнаты; T3, T4 – соответственного среднего стекла; T5, T6 – стекла с внешней среды; плоское сечение поля температур области решения в 12 ч дня зимнего солнцестояния (*б*)

На рис. 4 представлены результаты численного моделирования теплопередачи из внутреннего объема помещения в окружающую среду через однокамерный стеклопакет. Как видно из рисунка, влияние солнечного излучения на тепловой режим оконной конструкции с однокамерным стеклопакетом, также как и в случае двухкамерного стеклопакета, весьма существенно. Для сравнения на рис. 4, *а* приведены данные, полученные в работе [5]. Расхождение в верхней части графика обусловлено тем, что в [5] модель содержит только стеклопакет, тогда как настоящая модель содержит и профиль рамы, и часть фасада здания.



а *б*

Рис. 4. Распределение температуры T_{in} по внутренней (со стороны комнаты) поверхности стекла однокамерного стеклопакета (*а*): 1 – результат влияния солнечного излучения в 12 ч дня зимнего солнцестояния; 2 – данные работы [5]; 3 – результат влияния только диффузного излучения солнца; 4 – распределение температуры ночью; поле температуры в вертикальном сечении однокамерного стеклопакета в 12 ч дня зимнего солнцестояния (*б*)

Таким образом, в настоящей работе построены трехмерные CFD модели оконных конструкций и на их основе проведены численные исследования аэродинамики и передачи теплоты через оконные конструкции в условиях, наиболее приближенных к реальным климатическим условиям их эксплуатации при воздействии солнечного излучения.

Литература

1. Zajas Jan, Heiselberg Per. Analysis of energy saving potential and optimization of thermally broken fiberglass window frames // Proceedings of Building Simulation 2011: 12th Conf. of Intern. Building Performance Simulation Association, Sydney, 14–16 November 2011.

2. Харламов Д. А. Температурный режим стеклопакетов в краевых зонах // Проектирование и строительство в Сибири. 2007. № 6 (42).

3. Басок Б. І., Давиденко Б. В., Кужель Л. М., Новіков В. Г., Калініна М. Ф. Чисельні дослідження впливу радіаційного та конвективного теплопереносу на теплоізоляційну спроможність двокамерних склопакетів // Пром. теплотехніка. 2017. Т. 39, № 3. С. 46–51.

4. John A. Duffie, William A. Beckman. Solar Engineering of Thermal Processes. Published by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2013.

5. Харламов Д. А., Кривошеин А. Д. Влияние конвективного теплообмена на температурный режим светопрозрачных конструкций // 65-я науч.-техн. конф. ФГБОУ ВПО «СибАДИ» Ориентированные фундаментальные и прикладные исследования – основа модернизации и инновационного развития архитектурно-строительного и дорожно-транспортного комплексов России. 2011. С. 231–237.

УДК 532.517.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАССИВНЫХ МЕТОДОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛОЯ СМЕШЕНИЯ ОТКРЫТОЙ СТРУИ

Н. И. Батура, Г. Г. Гаджимагомедов, И. И. Липатов, Г. Я. Масленников

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н. Е. Жуковского, г. Жуковский, Россия

Турбулентные струи достаточно давно являются объектом пристального внимания исследователей, что определяется их широким практическим применением [1]. Как известно, на поверхности струи формируется область конечной толщины – слой смешения или струйный турбулентный слой, в котором возникают вихревые структуры, движущиеся вдоль и поперек потока. Вследствие этого в указанной области происходит интенсивный перенос массы, импульса, тепла. На практике часто возникает необходимость целенаправленного воздействия на структуры слоя смешения и его характеристики. Иногда это связано с необходимостью дополнительной турбулизации слоя смешения по сравнению с ее естественным уровнем, в частности, для повышения эффективности смешения сред [2]. Иногда приходится решать противоположную задачу, когда необходимо получить, например, рабочую струю в открытой рабочей части аэродинамической трубы (АДТ) с высокими требованиями по однородности и стабильности рабочего потока [3, 4].

Значительное количество работ по исследованию свободных затопленных струй выполнено в 30–40-х годах прошлого века и было связано с интенсивным развитием экспериментальной базы дозвуковой аэродинамики. Актуальность этой темы не уменьшилась и в дальнейшем, в связи с разработкой новых аэродинамических труб, а также модернизацией имеющихся для получения более высоких скоростей рабочего потока по сравнению с реализованными ранее [1, 3].

Существующие в настоящее время способы воздействия на структуру турбулентных струй условно можно разделить на активные, предполагающие использование дополнительной энергии извне, и пассивные, в которых используется энергия самой струи.

В представляемой работе исследуются различные пассивные методы воздействия на структуру турбулентного слоя струи с целью разработки технологии создания однородного высокоскоростного потока в открытой рабочей части АДТ. Проведено комплексное исследование структуры течения в слое смешения струи с применением современных методов расчета и диагностики течений. Для исследования структуры течения использовалась система измерения полей скорости PIV. В результате измерений были получены мгновенные поля двух компонент скорости в слое смешения струи в центральном сечении трубы в плоскости XY. Расчетные исследования проводились с использованием программного комплекса ANSYS CFX, позволяющего решать уравнения Навье–Стокса, осредненные по методу Рейнольдса.

Экспериментальная часть работы проводилась в АДТ ЦАГИ замкнутого типа с открытой рабочей частью с соплом прямоугольного сечения размером 575×370 мм со скошенными углами. Расстояние от сопла до диффузора (длина струи) L = 1300 мм. В рамках проводимого исследования скорость рабочего потока изменялась в диапазоне 10–40 м/с.

Исследовались пульсации скорости в слое смешения начального участка рабочей струи АДТ с модифицированными выходными кромками сопла:

– сопло без вихрегенераторов (базовая конфигурация);

– сопло с вихрегенераторами в виде пластинок треугольной формы, равномерно распределенными по периметру сопла; угол установки пластинок по отношению к направлению потока на выходе из сопла, а также глубина входа пластинок в поток варьировались;

– сопло с двумя плоскими прямоугольными пластинками, установленными симметрично по всей длине верхней и нижней кромки сопла; угол установки пластинок по отношению к направлению потока на выходе из сопла, а также глубина входа пластинок в поток варьировались.

В ходе проведенных исследований показано, что выходная кромка с двумя плоскими прямоугольными пластинками обеспечивает возможность некоторого снижения пульсаций в слое смешения струи, однако существенно увеличивает неравномерность течения в ядре потока за счет изменения геометрических параметров струи.

В отличие от предыдущей конфигурации выходной кромки, вихрегенераторы треугольной формы обеспечивают возможность получения в ядре рабочей струи равномерного потока при снижении уровня пульсаций в слое смешения. Это делает указанный подход более предпочтительным в использовании. На рис. 1 представлены результаты диагностики слоя смешения начального участка струи в виде поля пульсаций продольной компоненты скорости для различных вариаций выходной кромки сопла с треугольными вихрегенераторами (U_0 – начальная скорость струи, u' – пульсации продольной компоненты скорости, b_0 – исходная полутолщина струи).

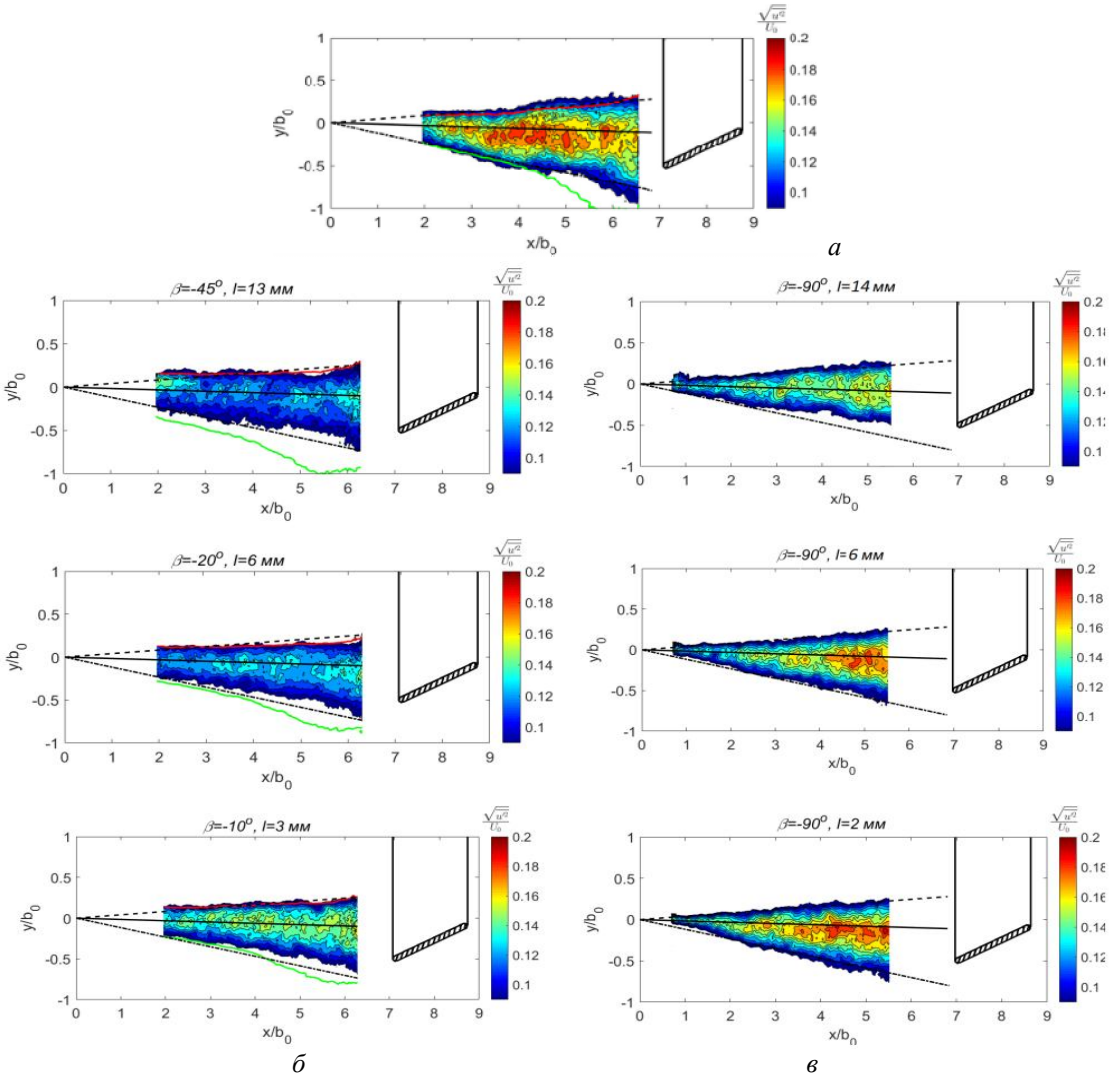


Рис. 1. Поле пульсаций продольной компоненты скорости в слое смешения: *а* – базовая компоновка; *б* – вихрегенераторы треугольной формы, устанавливаемые под различным углом β к направлению потока; *в* – перпендикулярно установленные вихрегенераторы с различной глубиной проникновения в поток *l*

Анализ приведенных полей показывает высокую эффективность использования вихрегенераторов рассматриваемой геометрии. Наибольшее снижение пульсаций наблюдалось при установке пластинок под углом 45° и составило 60% от уровня пульсаций в струе с базовой конфигурацией кромки сопла (рис. 2). Широко используемые для этой цели, перпендикулярно установленные, вихрегенераторы уступают по эффективности отмеченным (рис. 1, *в*).

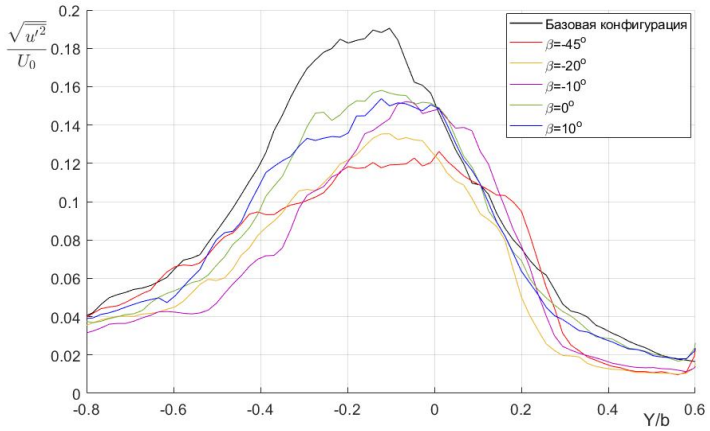


Рис. 2. Профиль пульсаций продольной компоненты скорости в ядре потока вдоль координаты y при x = 650 мм

На рис. 3 представлены результаты обработки полученных экспериментальных материалов в виде зависимости $e(x)$ безразмерной энергетической характеристики пульсационной составляющей скорости в слое смешения от длины струи. В качестве характеристики e здесь принята величина

$$e = \int_{\delta(x)} \frac{\overline{U'^2} + \overline{V'^2}}{U_0 b_0} dy ,$$

где U' и V' – пульсации продольной и поперечной составляющей скорости потока (в направлении осей X и Y соответственно), $\delta(x)$ – толщина слоя смешения на расстоянии x от среза сопла. Измерения скорости в направлении оси Z в данном исследовании не производились.

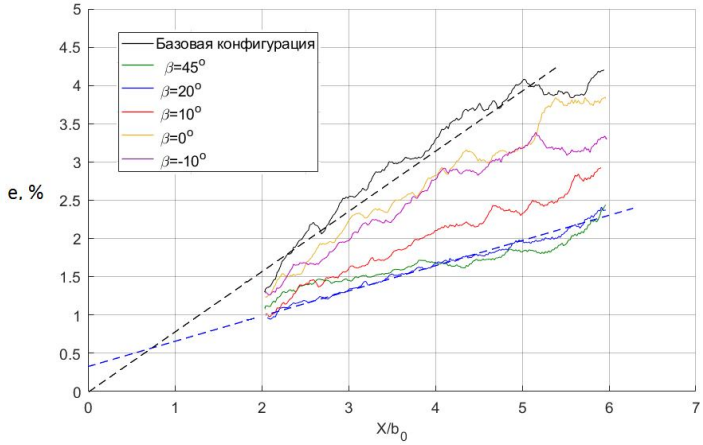


Рис. 3. Зависимость безразмерной энергии e пульсационной составляющей скорости в слое смешения от длины струи x

По сути, величина e оценивает часть исходной кинетической энергии струи, превращающуюся в энергию пульсационной составляющей потока в слое смешения. Выявлен явно линейный закон изменения указанной характеристики по длине струи вне зависимости от

угла установки пластин. Как видно из приведенных зависимостей, при углах установки пластинок $\beta = 20–45°$ энергия пульсационной составляющей потока в слое смешения уменьшается практически в 2 раза.

Важным для проектирования элементов рабочего тракта АДТ является тот факт, что рассмотренная геометрия кромки сопла практически не изменяет локализацию слоя смешения струи (рис. 1), не приводит к росту ее сопротивления и при определенных условиях несколько снижает его.

В работе проведены расчетные исследования на основе численных решений уравнений Навье–Стокса с использованием программного комплекса ANSYS CFX, выполнено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. Рассматриваются особенности согласования расчетных и экспериментальных данных. Приводятся результаты обобщения полученных экспериментальных зависимостей.

Литература

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. – 715 с.

2. Жданов В. Г. Влияние формы и размеров вихревых генераторов на смешение струйных ограниченных течений // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену (23–26 мая 2016 г.): Тез. докл. и сообщ. Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2016. Т. 1. С. 88–93.

3. Стрелков С. П., Бендриков Г. А., Смирнов Н. А. Пульсации в аэродинамических трубах и способы демпфирования их // Труды ЦАГИ. 1946. № 593.

4. Батура Н. И., Вождаев В. В., Гаджимагомедов Г. Г., Липатов И. И. Структура слоя смешения струи в аэродинамической трубе с открытой рабочей частью // Ученые записки ЦАГИ. 2017. Т. 48, № 8. С. 26–36.

УДК 532.5.013.3

ВЛИЯНИЕ ГРАНИЧНОГО ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЁХМЕРНЫХ ТЕЧЕНИЙ С УЧЁТОМ ИСПАРЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА

В. Б. Бекежанова[1], О. Н. Гончарова[2]

[1]Институт вычислительного моделирования СО РАН, г. Красноярск, Россия
[2]Алтайский государственный университет, г. Барнаул, Россия

Теоретическому и экспериментальному изучению конвективных течений с учётом массопереноса на границах раздела уделяется в настоящее время большое внимание [1]. Важность таких исследований объясняется необходимостью оптимизации и совершенствования прикладных разработок в области жидкостных технологий, включая жидкостное охлаждение, жидкослойные системы регистрации информации, получение высококачественных кристаллов без структурных дефектов. Результаты исследований способствуют решению комплекса научных задач механики жидкостей и теплофизики, созданию новых математических моделей исследуемых явлений. Одним из принципиальных вопросов математического моделирования конвекции жидкостей в рамках классических или новых математических моделей остаётся получение точных решений определяющих уравнений.

Исследование двухслойных течений с испарением и/или конденсацией на границе раздела проводится на основе новых точных решений уравнений Навье–Стокса в приближении Обербека–Буссинеска, записанных с учетом эффектов диффузионной теплопроводности и термодиффузии пара в газовой среде и на межфазной границе [2]. Построенные решения являются трёхмерным обобщением решения Остроумова–Бириха [3, 4], имеют групповую природу, что гарантирует сохранение свойств симметрии, заложенных при выводе основных уравнений, и обеспечивает физическое правдоподобие и физическую (экспериментальную) реализацию таких решений. Трёхмерные точные решения позволяют учесть одновременное наличие горизонтального и вертикального градиентов температуры.

Предполагается, что испаряющаяся жидкость и парогазовая смесь заполняют бесконечный канал с прямоугольным поперечным сечением, находящийся под действием продольного градиента температуры и поперечно направленного поля силы тяжести. Пар считается пассивной примесью в газе, и перенос пара в газе описывается уравнением диффузии. На границе раздела выполняются кинематическое и динамическое условия (при этом поверхность раздела остается плоской в процессе движения, что диктуется видом точного решения), уравнения баланса массы и тепловых потоков, соотношение для концентрации насыщенного пара; постулируются условия непрерывности скорости и температуры. На твёрдых границах канала выполняются условия прилипания для скорости. Верхняя и боковые стенки теплоизолированы, а на подложке граничное условие для температуры задаёт тепловой граничный режим – линейное по продольной координате распределение температуры. Для функции концентрации пара на части границы канала, контактирующей с газовой фазой, ставится условие нулевого полного потока пара.

Частично-инвариантное (ранга 2 и дефекта 3) решение исходных уравнений имеет следующую структуру [2]: компоненты вектора скорости являются функциями, зависящими от двух поперечных координат; функции давления, температуры и концентрации пара также имеют аналогичные составляющие и линейно зависят от продольной координаты. Структура решения позволяет редуцировать исходную трёхмерную задачу к цепочке двумерных. Аналитическое построение точного решения дополнено численным решением полученных двумерных краевых задач для нахождения искомых функций. В силу формы решения становится возможным ввести новые, вспомогательные, функции, вместо поперечных компонент скорости (компоненты векторного потенциала и ротора скорости), которые и позволяют получить численное решение исходной трёхмерной задачи [5].

Точное решение интерпретируется как решение, описывающее двухслойное течение в условиях фазового перехода жидкость–пар на рабочем участке достаточно длинной кюветы. В рамках указанной постановки проведена классификация режимов трёхмерных течений в рабочих системах жидкость–газ типа «этанол–азот», «HFE7100–азот» и «FC72–азот» с различными соотношениями толщин жидкого и парогазового слоя.

Исследованы физические механизмы течений в зависимости от тепловой нагрузки. При этом варьировались (i) значения продольного градиента температуры на нижней стенке; (ii) интенсивность поперечного перепада температуры, формируемого за счёт нагрева нижней стенки канала. Исследования проведены для указанных выше систем жидкость–газ в условиях нормальной и пониженной гравитации.

Построенное точное решение позволяет описать формирование продольных термокапиллярных структур, наблюдаемых в физических экспериментах [6, 7] и ансамблей конвективных ячеек, являющихся элементами пространственно-периодической структуры течений. Пространственные размеры и формы «ячеек» могут изменяться в зависимости от геометрии системы (толщины слоёв рабочих сред), гравитации, типа жидкого теплоносителя и интенсивности внешних тепловых воздействий. Решение предсказывает режимы, при которых возникают термические валы, тепловые валы с дефектами и тепловые «факелы». При этом

поле температуры полностью определяет характеристики паросодержания в газе. Показано, что даже при малых значениях температурного градиента возрастающая при пониженной гравитации роль термокапиллярного эффекта в комбинации с эффектами испарения ведёт к формированию неустойчивой тепловой стратификации в жидком слое. Получены распределения массовой скорости испарения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта «Теоретическое и экспериментальное исследование процессов тепломассообмена в двухфазных системах термического контроля» (грант № 18-41-242005).

Литература

1. Бекежанова В. Б., Гончарова О. Н. Задачи испарительной конвекции (обзор) // Прикладная математика и механика. 2018. Т. 82, № 2. С. 219–260.

2. Bekezhanova V. B., Goncharova O. N., Shefer I.A. Analysis of an exact solution of problem of the evaporative convection (Review). Part II. Three-dimensional flows // J. Sib. Fed. Univ. Math.& Phys. 2018. Vol. 11, No. 3. P. 342–355.

3. Остроумов Г. А. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1952.

4. Бирих Р. В. О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости // ПМТФ. 1966. № 3. С. 69–72.

5. Bekezhanova V. B., Goncharova O. N. Thermocapillary convection with phase transition in the 3D channel in a weak gravity field // Microgravity Sci. Technol. 2019. Vol. 31, Iss. 4. P. 357–376.

6. Kabov O. A., Zaitsev D. V., Cheverda.V. V., Bar-Cohen A. Evaporation and flow dynamics of thin, shear-driven liquid films in microgap channels // Experimental Thermal and Fluid Science. 2011. Vol. 35, No. 5. P. 825–831.

7. Bekezhanova V. B., Kabov O. A. Infuence of internal energy variations of the interface on the stability of film flow // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2016. Vol. 4, No. 2-3. P. 133–156.

УДК 532.5.013.3

РЕШЕНИЕ ОСТРОУМОВА–БИРИХА ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДВУХСЛОЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ С НЕОДНОРОДНЫМ ИСПАРЕНИЕМ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА

В. Б. Бекежанова[1], О. Н. Гончарова[2]

[1]Институт вычислительного моделирования СО РАН, г. Красноярск, Россия
[2]Алтайский государственный университет, г. Барнаул, Россия

В период интенсивного развития технологий и экспериментальных методов исследования совместных течений испаряющихся жидкостей и спутных потоков газа в условиях нормальной и пониженной гравитации особую ценность приобретают теоретические результаты, полученные на основе современных математических моделей испарительной конвекции [1]. При математическом моделировании подобных течений с помощью точных решений определяющих уравнений удаётся достаточно быстро и эффективно исследовать влияние та-

ких факторов как расходы рабочих сред, их теплофизические свойства, тип тепловой нагрузки на границах области течения и геометрии системы на топологию течения, температурные характеристики, параметры фазового перехода жидкость–пар, в частности, массовая скорость испарения и паросодержания.

В настоящей работе изучается точное решение уравнений конвекции – аналог решения Остроумова–Бириха [1–3], описывающее однонаправленное течение испаряющейся жидкости и парогазовой смеси в горизонтальном миниканале при заданном расходе газа. При моделировании процессов тепломассопереноса в газовой фазе и тепловых явлений на межфазной границе дополнительно учитываются взаимно обратные эффекты диффузионной теплопроводности (эффект Дюфура) и термодиффузии (эффект Соре). Газ предполагается несжимаемым в силу малых масштабов и скоростей течений.

Пусть система координат (x, y) выбрана таким образом, что вектор силы тяжести g направлен противоположно оси Oy ($\mathbf{g} = (0, -g)$). Система двух вязких несжимаемых жидкостей (жидкость и смесь газа и пара) заполняет бесконечный горизонтальный канал с внешними твёрдыми стенками $y = h$, $y = -l$, при этом слои имеют общую границу раздела Г ($y = 0$). Для описания стационарного течения каждой из сред используется приближение Буссинеска уравнений Навье–Стокса. Перенос пара в газе описывается уравнением конвективной диффузии.

Точное решение определяющих уравнений имеет специальный вид

$$u_i = u_i(y),\ \ v_i = v_i(y),\ \ p_i' = p_i'(x, y),\ \ T_i = (A + a_2^i y)x + \vartheta_i(y),\ \ C = (b + b_2 y)x + \varphi(y), \qquad (1)$$

только когда продольная компонента скорости u отлична от нуля и зависит от поперечной координаты y, а распределение температуры T, концентрация пара C и давление p' (отклонение давления от гидростатического) имеют линейные относительно продольной координаты x составляющие. Здесь a_2^i, b_j ($i = 1, 2$; $j = 1, 2$) – константы, значения которых и соотношения, их связывающие, будут продиктованы граничными условиями. Искомые функции или параметры, имеющие индекс $i = 1$, характеризуют жидкость, заполняющую нижний слой, а индекс $i = 2$ – газопаровую смесь в верхнем слое.

На термокапиллярной границе раздела Г выполняются кинематическое и динамические условия, а также условия непрерывности скорости и температуры, баланса массы пара и соотношение для концентрации насыщенного пара. Балансовое соотношение для тепловых потоков учитывает массоперенос за счёт испарения/конденсации диффузионного типа:

$$\left(k_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial n} - k_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial n} - \delta k_2 \frac{\partial C}{\partial n} \right)_\Gamma = -LM, \quad M = -D\rho_2 \left(\frac{\partial C}{\partial n} + \alpha \frac{\partial \theta_2}{\partial n} \right)_\Gamma, \qquad (2)$$

где k_j – коэффициенты теплопроводности, δ – коэффициент Дюфура, L – скрытая теплота парообразования, M – массовая скорость испарения, D – коэффициент диффузии пара в газе (предполагается, что пар – пассивная примесь в газе), ρ_2 – постоянная плотность газа, α – коэффициент Соре.

На твёрдых стенках канала выполняются условия прилипания для скорости и поддерживается температурный режим (задано линейное распределение температуры)

$$T_1|_{y=-l} = A_1 x + \vartheta^-, \quad T_2|_{y=h} = A_2 x + \vartheta^+. \qquad (3)$$

Условие для концентрации пара на верхней стенке соответствует случаю полной абсорбции пара границей:

$$C\big|_{y=h} = 0. \tag{4}$$

Физическая реализуемость этого условия обеспечивается вымораживанием пара.

Одной из характеристик переноса массы через межфазную границу является массовая скорость испарения M (см. (2)). Положительные значения M соответствуют испарению жидкости в газовый поток, отрицательные – конденсации пара. В настоящей работе точное решение строится в предположении, что массовая скорость испарения на границе раздела в условии (2) линейно зависит от продольной координаты:

$$M = M(x) = M_0 + M_x x. \tag{5}$$

Краткий обзор работ, в которых изучался случай постоянной массовой скорости $M = \text{const}$ при разных граничных режимах для функций температуры и концентрации пара, представлен в [1].

Общая схема алгоритма определения параметров точного решения и констант интегрирования такова:

1. Пусть заданы:

– значение продольного градиента A, определяющего характер и интенсивность тепловой нагрузки на Г;

– граничный тепловой режим на нижней стенке канала (3) с определённым продольным градиентом A_1 (см. (3));

– расход газа

$$Q = \int_0^h \rho_2 u_2(y)dy.$$

Заметим, что решение (1) позволяет описать двухслойное течение с испарением и в случае, когда задан расход жидкости в нижнем слое. Выбор замыкающего условия связан с возможностью провести сравнение аналитических результатов с данными экспериментов, в которых контролируется расход газа.

2. Вычисляются параметры, определяющие режим течения согласно (1), (3), (5): A_2, b_1, b_2, M_x.

3. Решая систему линейных алгебраических уравнений, получим константы интегрирования, определяющие поле скоростей u_2, а затем и константы интегрирования, определяющие поле скоростей u_1.

4. Следствия из соотношений баланса массы (второе равенство в (2)), тепловых потоков и для концентрации пара на границе раздела, а также граничные режимы для температуры и концентрации пара (3), (4) на твёрдых стенках позволяют получить систему линейных алгебраических уравнений для нахождения констант интегрирования, определяющих функции T и C (см. (1)), и для коэффициента M_0 (5).

В результате аналитического исследования точного решения получены точные представления всех искомых функций и условия согласования исходных параметров задачи, в частности, продольных градиентов температуры, определяемых тепловую нагрузку на границах канала, в зависимости от учета эффектов Дюфура и Соре.

На основе построенного точного решения анализируется влияние физико-химических факторов на структуру течений и интенсивность испарения в системе сред этанол–азот, HFE7100–азот. Выбор рабочих жидкостей обусловлен их существенно разными теплофизическими свойствами (плотность, вязкость, поверхностное натяжение, исапряемость, концентрация насыщенного пара). Жидкость HFE7100 – сегрегированный гидрофторэфир, диэлектрик, который используется в системах жидкостного охлаждения в качестве теплоносителя.

Исследуется влияние толщины жидкого слоя и внешних воздействий, таких как расход газа и тепловая нагрузка на стенках канала, на возникающие режимы испарительной конвекции в двухслойной системе, параметры массопереноса и паросодержания. Проведена классификация типов течений по структуре гидродинамического и теплового полей. Выделены режимы чисто термокапиллярного, смешанного и пуазейлевского типов согласно классификации Наполитано [4]. На основе распределений массовой скорости испарения M анализируется зависимость этого параметра от геометрии системы, расхода газа, характера (нагрев/охлаждение) и интенсивности тепловой нагрузки для каждой пары рабочих сред. Проводится сравнение с экспериментальными данными [5].

Литература

1. Бекежанова В. Б., Гончарова О. Н. Задачи испарительной конвекции (обзор) // Прикладная математика и механика. 2018. Т. 82, № 2. С. 219–260.

2. Остроумов Г. А. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1952.

3. Бирих Р. В. О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости // ПМТФ. 1966. № 3. С. 69–72.

4. Napolitano L. G. Plane Marangoni-Poiseuille flow two immiscible fluids // Acta Astronautica. 1980. № 7. P. 461–478.

5. Гончарова О. Н., Резанова Е. В., Люлин Ю. В., Кабов О. А. Изучение конвективных течений жидкости и спутного потока газа с учетом испарения // ТВТ. 2017. Т. 55, № 6. С. 1–13.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ ПРИ ОПУСКНОМ МГД-ТЕЧЕНИИ В ВЕРТИКАЛЬНОЙ ОБОГРЕВАЕМОЙ ТРУБЕ

И. А. Беляев[1,2], П. А. Сардов[1,2], Е. А. Белавина[1,2], Я. И. Листратов[1,2], П. Г. Фрик[2,3]

[1]Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия
[3]Пермский государственный университет, г. Пермь, Россия
gall123@yandex.ru

Экспериментальные исследования гидродинамики и теплообмена при воздействии магнитного поля выполняются в течение многих лет исследовательской группой МЭИ-ОИВТ [1]. Предполагаемые МГД-конфигурации, близкие к условиям гибридных и термоядерных реакторов типа ТОКАМАК [2], изучались с использованием ртути в качестве модельного теплоносителя. Ртуть обладает специфическими теплофизическими свойствами и является низкотемпературной модельной жидкостью, чем и обусловлено её использование. Получаемые данные включают в себя усредненные по времени температурные поля, распределения локальных температур стенки и статистических характеристик пульсаций температуры в потоке. Проведение детальных измерений, непосредственно изнутри потока, стало возможным благодаря уникальной технологии микротермопарных погружных зондов.

Из предыдущих исследований известно, что совместное влияние сильного поперечного магнитного поля и сил плавучести проявляется в виде крупномасштабных вторичных тече-

ний, сопровождающихся пульсациями температуры аномально большой амплитуды [3–5]. Однако существующие экспериментальные возможности не позволяли ответить, будет ли это явление существовать в более сильных магнитных полях, так как подавление аномальных пульсаций температуры на предшествующей установке (РК-2) в максимально возможном магнитном поле (1 Тл, число Гартмана до 500) обнаружено не было.

Исследование проводилось в конфигурации – опускное течение ртути под действием поперечного магнитного поля и неоднородного обогрева, ранее эта конфигурация была изучена в [6] с использованием контура РК-2. Схема данной конфигурации течения и различия в экспериментальных условиях показаны на рис. 1. Экспериментальный стенд РК-3 (HEattransfer Liquid Metal Experimental Facility (HELMEF)) входит в состав уникального научного комплекса УНУ «Ртутный МГД-стенд», объединяющего три разные установки РК-1, РК-2, РК 3 с едиными методиками, зондами и командой. Подробное описание конструкции и особенностей стенда РК-3 представлено в [7].

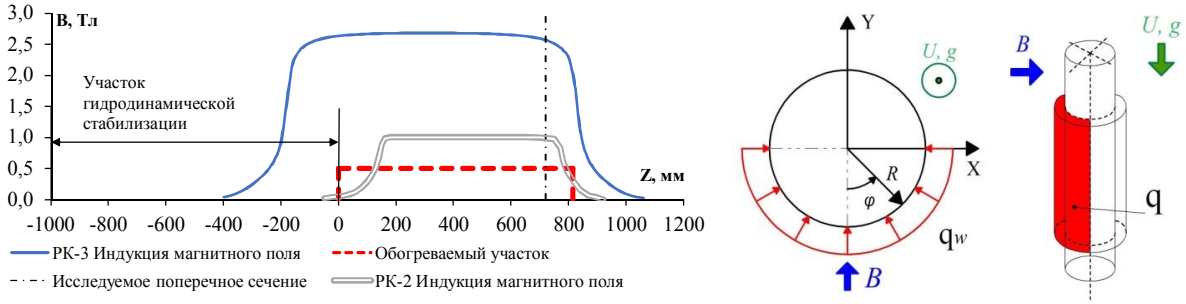


Рис. 1. Исследуемая конфигурация течения

Измерение температуры проводилось по точкам в поперечном сечении трубы, а для разных режимов были построены поля абсолютных значений и интенсивности пульсаций температуры, как под влиянием магнитного поля различной величины, так и без него. Изученное поперечное сечение расположено в точке z/d = 37,4 от начала зоны обогрева экспериментальной секции. Расход и плотность теплового потока фиксировались при значениях, обеспечивающих Re = 10 000, Gr = $6 \cdot 10^7$ для изучения влияния магнитного поля, реализующего Ha = 0–1350. На рис. 2 показаны температурные осциллограммы из центра сечения и поля безразмерной интенсивности пульсаций температуры, полученные для различных чисел Гартмана.

Проведение крупномасштабной экспериментальной программы позволило собрать базу данных и выделить область пульсирующего течения (рис. 3). Данные представлены в виде распределения безразмерной интенсивности пульсаций температуры во всём доступном диапазоне чисел Гартмана и Пекле. Из рисунка видно, что пульсации температуры, являющиеся следствием совместного влияния термогравитационной конвекции (ТГК) и магнитного поля (МП) имеют значительно большую интенсивность, чем стохастические пульсации, наблюдаемые в режимах без магнитного поля. Наложение магнитного поля приводит к существенным изменениям в структуре потока, в том числе и смещению максимума интенсивности пульсаций температуры в сторону необогреваемой стенки. Поле интенсивности температурных пульсаций в режимах с неоднородным обогревом сначала медленно развивается, а затем изменяется скачкообразно с изменением своей формы. Очевидно, что структура потока существенно меняется и развиваются вторичные течения термогравитационного происхождения. С дальнейшим ростом числа Гартмана (при Re = 10 000, Gr = $6 \cdot 10^7$, Ha > 800) было обнаружено полное подавления пульсаций температуры в любой точке экспериментального сечения. Необходимо отметить, что односторонний обогрев является предельным случаем неоднородного и первым приближением к наиболее близким условиям контуров охлаждения первой стенки ТЯР.

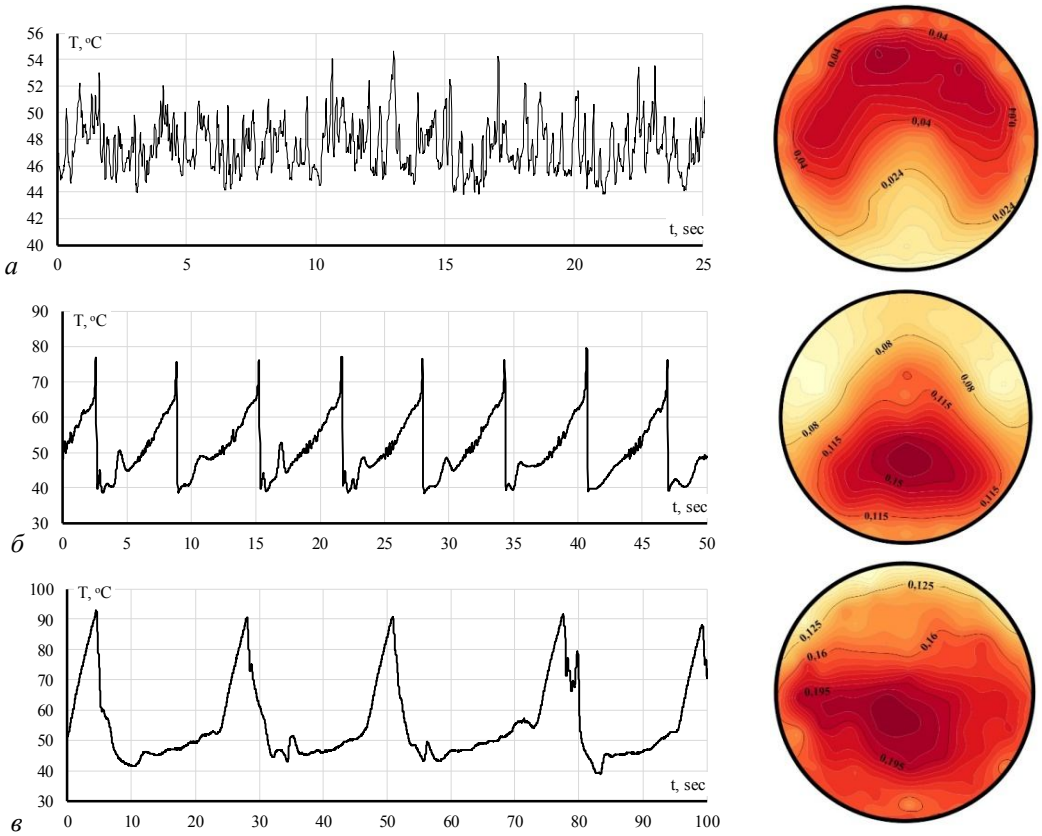


Рис. 2. Осциллограммы и безразмерные поля интенсивности пульсаций температуры: *а* – Ha = 0; *б* – 300; *в* – 700. Re = 10 000, Gr = $6 \cdot 10^7$

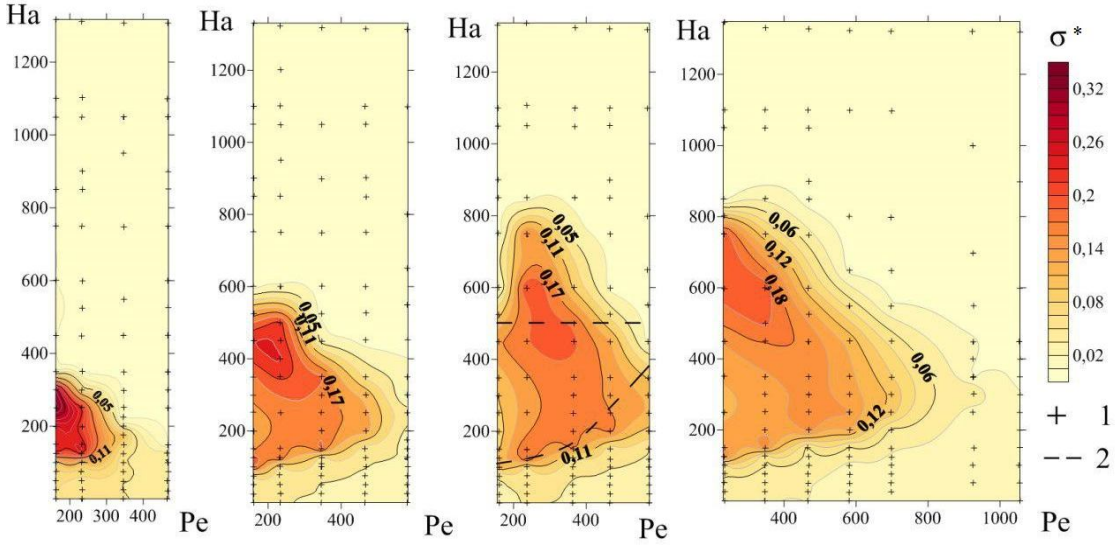


Рис. 3. Распределения безразмерной интенсивности пульсаций температуры в исследованном диапазоне режимных параметров (чисел Гартмана и Пекле). Числа Грасгофа (слева–направо) $2 \cdot 10^7$, $4 \cdot 10^7$, $6 \cdot 10^7$, $8 \cdot 10^7$

Основываясь на результатах экспериментов, также было проведено численное моделирование методом DNS (Direct Numerical Simulation) при данной конфигурации течения. Рассматривалось опускное течение вязкой несжимаемой жидкости с постоянными физическими свойствами в трубе (53 калибра).

Жидкость движется под действием приложенного градиента давления. Магнитное поле и обогрев моделировались максимально приближенно к конфигурации эксперимента. Число

Прандтля Pr = 0,025, Re = 10 000, Gr = 6·, число Гартмана – 300. В работе [8] подробно описаны основные уравнения, которые решаются в рамках электромагнитной газодинамики: уравнение неразрывности, уравнения движения (Навье–Стокса), уравнение энергии. Для замыкания уравнений необходимо добавить уравнения электродинамики (уравнения Максвелла) и закон Ома. Система уравнений электромагнитной газодинамики отличается от уравнений обычной газодинамики присутствием компонент, которые описывают объемную электромагнитную и кулоновскую силы, а также джоулево энерговыделение, а в уравнении движения учитывается сила плавучести и электромагнитная сила. Ввиду особенностей модельной жидкости, а также специфики постановки задачи, систему уравнений можно существенно упростить. Для этого были сделаны некоторые допущения [8]. Использовалось низкочастотное приближение, в рамках которого в системе уравнений можно пренебречь током конвекции, током смещения и кулоновской силой. Также не учитывалось джоулево энерговыделение. Так как магнитное число Рейнольдса много меньше единицы, то можно пренебречь уравнением индукции. Для учета влияния свободной конвекции добавлен компонент для силы плавучести в уравнение движения, который записан в приближении Буссинеска. Параметры расчётной сетки: N_x = 64; N_y = 1696; N_z = 60; Ar = 2,5; $\Delta t = 10^{-3}$ (Ar – коэффициент сгущения вблизи стенки). На стенке задавались условия прилипания и обогрева. Стенка не учитывалась. На входе подавался изотермический турбулентный поток, генерируемый заранее, на выходе – конвективные условия.

Результаты расчёта представлены в виде мгновенных полей температуры в продольном сечении (вдоль магнитного поля) и осциллограммы температурных пульсаций из центра трубы (рис. 4), сопоставленной с данными эксперимента.

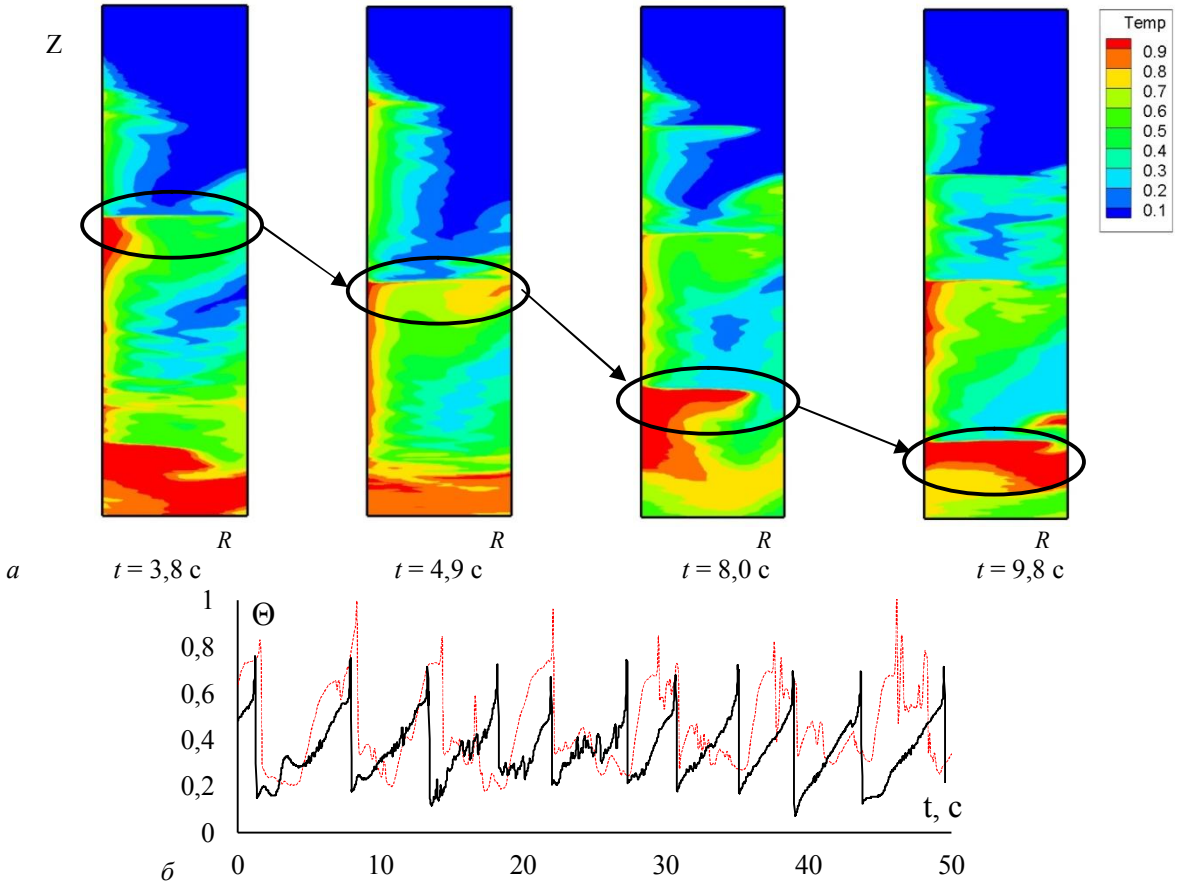


Рис.4. Мгновенные поля температуты (*а*) (*R* увеличено в 10 раз) и осциллограмма температурных пульсаций (*б*) из центра сечения z/d = 37,4 от начала обогрева, $\Theta = (T_w - T_b)/q_w\lambda$ (линия – эксперимент, пунктир – DNS)

Выводы

Впервые обнаружены границы подавления аномальных пульсаций температуры при течении жидкого металла в вертикальной трубе в условиях неоднородного обогрева. Экспериментально исследована специфика взаимодействия электромагнитной силы и ТГК при МГД-теплообмене жидкого металла. Новые данные были сопоставлены и подтверждаются результатами численного моделирования (DNS).

Литература

1. Батенин В. М. и др. Развитие экспериментальной базы исследований МГД-теплообмена перспективных ядерных энергоустановок // ТВТ. 2015. Т. 53. №. 6. С. 934–937.

2. Abdou M. et al. Blanket/first wall challenges and required R&D on the pathway to DEMO // FED. 2015. T. 100. C. 2–43.

3. Belyaev I. A. et al. Specific features of liquid metal heat transfer in a tokamak reactor // Magnetohydrodynamics. 2013. Vol. 49.

4. Melnikov I. A. et al. Experimental investigation of MHD heat transfer in a vertical round pipe affected by transverse magnetic field // FED. 2016. Vol. 112. P. 505–512.

5. Kirillov I. R. et al. Buoyancy effects in vertical rectangular duct with coplanar magnetic field and single sided heat load // FED. 2016. Vol. 104. P. 1–8.

6. Мельников И. А. Исследование гидродинамики и теплообмена МГД-течений в вертикальной трубе в поперечном магнитном поле. М., 2014.

7. Беляев И. А. и др. Экспериментальный стенд для исследований теплообмена перспективных теплоносителей ядерной энергетики // Теплоэнергетика. 2017. Т. 64, № 11. С. 841.

8. Zikanov O., Listratov Y., Sviridov V. Natural convection in horizontal pipe flow with a strong transverse magnetic field // J. Fluid Mech. 2013. Vol. 720. P. 486–516.

УДК 533:536.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ПРЕДСОПЛОВОМ ОБЪЕМЕ РДТТ С УТОПЛЕННЫМ СОПЛОМ

Б. Я. Бендерский, А. А. Чернова

Ижевский государственный технический университет им. М. Т. Калашникова, г. Ижевск, Россия

При проектировании ракетных двигателей [1, 2] необходима информация о интенсивности тепловых потоков вблизи соплового дна камеры сгорания. Экспериментальные исследования процессов теплообмена проводятся методом «обращения теплового потока» [3], на установках, использующих холодное рабочее тело (воздух). Результаты представляются в виде критериальных уравнений, которые ограничены диапазоном варьируемых параметров для данного конструктивного исполнения РДТТ. Их применение для других конструктивных схем требует экспериментального подтверждения [4].

В современных работах вопросы изучения процессов теплообмена, протекающие в проточных трактах и предсопловом объеме РДТТ, освещены недостаточно. Можно выделить работы по экспериментальному исследованию процессов теплообмена [5, 6], однако применение полученных результатов для проектирования РДТТ затруднено ввиду отсутствия эмпи-

рических выражений. В [7–11] методами математического моделирования исследованы процессы теплообмена в отдельных конструкциях РДТТ. В [3, 12] показаны особенности структуры потока в предсопловом объеме ракетного двигателя с утопленным соплом.

Работа посвящена математическому моделированию процессов теплообмена в предсопловом объеме РДТТ с зарядом звездообразной формы и утопленным поворотным соплом в начальные моменты работы двигателя на квазистационарном режиме работы.

Рассматривается сопряженная задача теплообмена в предсопловом объеме двигателя. Геометрическая модель РДТТ представлена на рис. 1. Рабочее тело – продукты сгорания (ПС) условного твердого топлива с показателем адиабаты k = 1.2 и температурой горения T = 2500 К. На поверхностях массоподвода задаются температура и расход ПС (T_a = 2500 К, G_a = 1–15 кг/с). Отношение расхода ПС, поступающего из надсоплового зазора к расходу из основного канала, задается коэффициентом $K_g = G_a/G_k$. На твердых непроницаемых поверхностях задаются условия прилипания и непротекания. Между границей твердого тела и ПС ставится граничное условие IV рода, на внешних границах граничные условия задаются по [13]. Используется модель вязкого сжимаемого теплопроводного газа. С учетом рекомендаций [13] выбрана модель турбулентности Ментера SST k–ε.

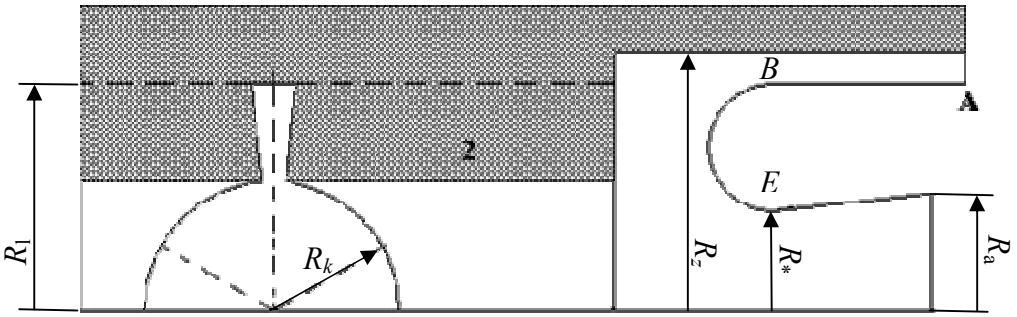


Рис. 1. Геометрическая модель: $R_k / R_a = 1.02; R_l / R_a = 1.72; R_z / R_a = 1.95; R_a / R_* = 1.28$

Дискретизация основных уравнений осуществляется методом конечных объемов с учетом поправки Rhie-Chow. Для дискретизации невязких потоков применяется противопоточная схема 2-го порядка точности, а для вязких потоков – центрированная схема 2-го порядка точности. Система разностных уравнений решается алгебраическим многосеточным методом, для ускорения сходимости которого используется метод сопряженных градиентов. Расчетная сетка содержит более 3 миллионов шестигранных ячеек, включая пристеночные слои, состоящие из 82 000 призматических элементов.

Газодинамика и теплообмен в предсопловом объеме с учетом влияния величины линейного эксцентриситета оси утопленного сопла рассмотрены в [12, 14].

На рис. 2 показана картина предельных линий тока на входной части сопла при K_g = 0.2, ε = 0 (где ε – осевой эксцентриситет утопленного сопла). Реализуется режим с проникновением канального потока к поверхности сопла (рис. 2) [3].

Распределение относительного коэффициента теплоотдачи на входной части сопла в плоскости луча звезды показано на рис. 3. Локальные повышения коэффициента теплоотдачи обусловлены наличием на входной поверхности критических точек и линий стекания потока [14]. В надсопловом зазоре теплообмен менее интенсивен [3]. Максимальное отклонение результатов математического моделирования от экспериментальных данных составляет 13,8%.

Обработкой результатов численного эксперимента получено критериальное уравнение для определения числа Нуссельта в областях локального повышения интенсивности теплообмена (в точках торможения С на входной поверхности утопленного сопла):

$$\mathrm{Nu} = 1{,}31 \cdot \mathrm{Re}^{0{,}864} \cdot \mathrm{Pr}^{0{,}12} \quad \text{при } 3 \cdot 10^5 \le \mathrm{Re} \le 4{,}8 \cdot 10^5.$$

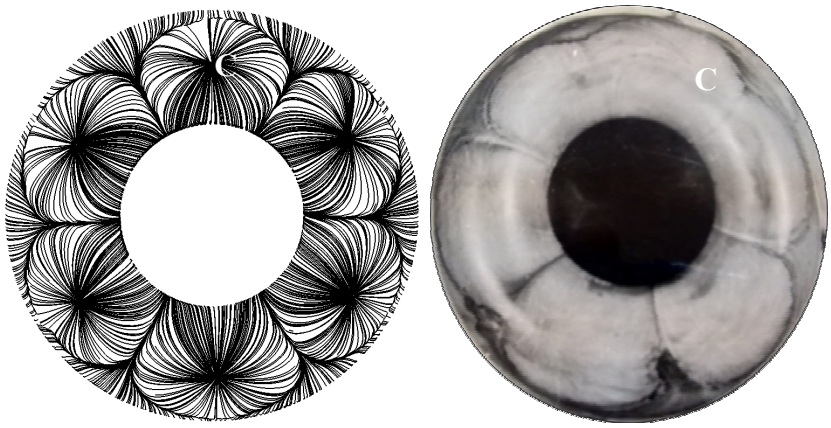


Рис. 2. Структура предельных линий тока на входной поверхности утопленного сопла

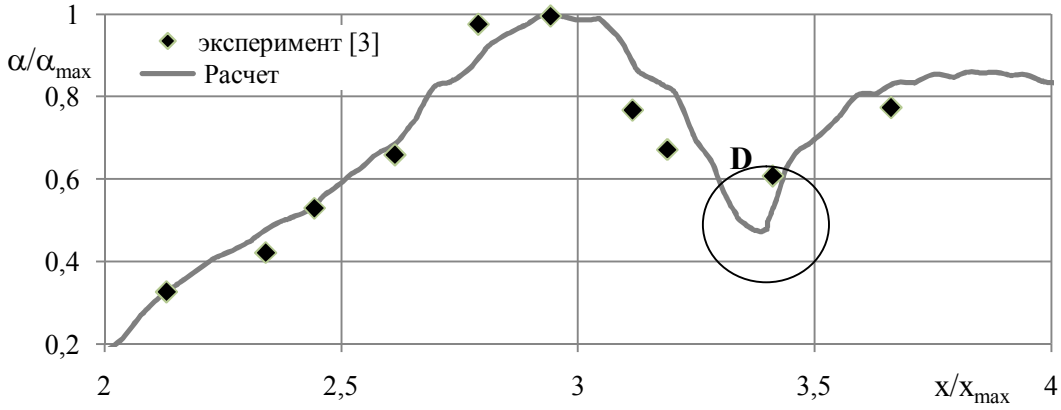


Рис. 3. Распределение безразмерного коэффициента теплоотдачи вдоль образующей сопла

Сравнение критериального соотношения с [1, 2] приводится в [4]. Таким образом, для оценки интенсивности тепловых потоков на входной поверхности утопленного сопла необходимо уточнение существующих инженерных методик с учетом топологии потока.

Литература

1. Абугов Д. И., Бобылев В. М. Теория и расчет ракетных двигателей твердого топлива: уч. для машиностроительных вузов. М.: Машиностроение, 1987. – 272 с.

2. Фахрутдинов И. Х., Котельников А. В. Конструкция и проектирование ракетных двигателей твердого топлива. М.: Машиностроение, 1987. – 328 с.

3. Савельев С. К., Емельянов В. Н., Бендерский Б. Я. Экспериментальные методы исследования газодинамики РДТТ. СПб: Недра, 2007. – 267 с.

4. Бендерский Б. Я., Чернова А. А. Моделирование процессов теплообмена в проточных трактах РДТТ с зарядом типа "звезда" // XXXIII Сибирский теплофизический семинар, посвященный 60-летию Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН. Всерос. конф с элементами научной школы для молодых ученых: Тез. докл. Новосибирск: Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе, 2017. С. 138.

5. Зайковский В. Н., Меламед Б. М. Экспериментальное исследование теплообмена в дозвуковом проточном тракте поворотных сопел РДТТ // III Междунар. школа-семинар «Нестационарное горение и внутренняя баллистика». СПб, 2000. С. 112–114.

6. Волков К. Н., Денисихин С. В., Емельянов В. Н. Моделирование задач внутренней баллистики энергоустановок средствами современных вычислительных пакетов // Химическая физика и мезоскопия. 2006. Т. 8, № 3. С. 327–335.

7. Волков К. Н., Емельянов В. Н. Численное исследование турбулентного двухфазного течения вблизи критической точки // Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперсных систем. СПб: Изд-во БГТУ, 1995. С. 94–96.

8. Винник А. Л., Дуреев В. А. Оценка коэффициента конвективной теплоотдачи // Системи обробки інформації. 2001. Вып. 2(12). С. 161–162.

9. Isaev S., Popov I., Gritckevich M., Leontiev A. Abnormal enhancement of separated turbulent air flow and heat transfer in inclined single-row oval-trench dimples at the narrow channel wall // Acta Astronautica. 2019. Vol. 163, Pt A.

10. Волков К. Н., Денисихин С. В., Емельянов В. Н. Газовая динамика утопленного сопла при его смещении в радиальном направлении// ИФЖ. 2017. Т. 90, № 4. С. 979–987.

11. Бендерский Б. Я., Тененев В. А. Пространственные дозвуковые течения в областях со сложной геометрией // Матем. моделирование. 2001. Т. 13, № 8. С. 121–127.

12. Бендерский Б. Я., Чернова А. А. Формирование вихревых структур в каналах массоподводом и их взаимодействие с поверхностями в РДТТ // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 2. С. 195–200.

13. Волков К. Н., Емельянов В. Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М.: Физматлит, 2008. – 368 с.

14. Бендерский Б. Я., Чернова А. А. Особенности теплообмена в предсопловом объеме РДТТ с зарядами сложной формы // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 2. С. 277–284.

УДК 621.039.513:621.65

РАСЧЕТНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБОСНОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ МОДЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ НА РЕСУРСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАТЕРИАЛОВ

М. А. Большухин, А. В. Будников, Д. Н. Свешников, Д. Н. Патрушев, А. С. Марков, С. И. Мешков, В. И. Фомичев

АО «ОКБМ Африкантов», г. Н. Новгород, Россия

В АО «ОКБМ Африкантов» выполняются экспериментальные исследования влияния случайных температурных пульсаций на усталостную долговечность конструкционных материалов оборудования РУ. С использованием экспериментальных данных верифицируется сквозная технология расчета (гидродинамика – НДС-ресурс), применяемая в АО «ОКБМ Африкантов» для обоснования и оптимизации ресурсных характеристик оборудования РУ, функционирующего в условиях интенсивных термоциклических нагрузок.

Исследования проводятся на экспериментальной модели, обеспечивающей температурные пульсаций случайного характера на поверхности модели. Конструкция модели представляет собой тройниковое соединение, по основной трубе которого протекает горячая вода, а по периферийной впрыскивается холодная. Выход из периферийной трубки расположен вблизи стенки основной трубы, чтобы температурные пульсации от смешения неизотермических потоков оказывали максимальное влияние на температурное состояние основной трубы.

Перед входом в основную трубу установлен диффузор с большим углом раскрытия, обеспечивающим отрыв потока. Впрыск холодного потока осуществляется вблизи точки

присоединения, что позволяет организовать случайное нагружение модели за счет нестационарного поведения обратного вихря и обеспечить пульсации температуры стенки модели до 70% от разницы температур горячего и холодного потоков.

Перспективность разработанной конструкции модели подтвердили ресурсные испытания, по результатам которых в зоне термоциклического воздействия выявлены трещины за приемлемое время испытаний (~500 ч).

Экспериментальные исследования проводились на специально сконструированном стенде, обеспечивающем одновременное термоциклическое нагружение трех моделей при параметрах потока, близких к штатным параметрам теплоносителя 1 контура РУ. По результатам испытаний выявлена неполная идентичность нагружения моделей. Анализ выполнялся с использованием специально изготовленной модели, оснащенной термопарами, установленными в поток. Модель предназначена для подбора режимных параметров стенда при проведении ресурсных испытаний и валидации CFD программы на предмет расчета температурного состояния образца. Однако по результатам CFD расчетов эксперимента существенного отличия поканального нагружения моделей не обнаружено.

Одна из возможных причин разного экспериментального поканального нагружения моделей – отличие в изготовлении диффузоров моделей в пределах допусков (незначительные отклонения в геометрии кромки диффузора могут существенно влиять на положение точек отрыва и присоединения потока).

Для снижения возможного влияния геометрии диффузора на неопределенность результатов рассмотрен вариант замены диффузора на уступ (внезапное расширение потока). В соответствии с данным предложением выполнена модернизация экспериментальной модели и проведены режимы с изменением расхода горячего и холодного потоков.

Эксперименты выполнены при атмосферном давлении с использованием тепловизора в качестве средства измерения температуры. Фотография модели, предназначенной для отработки конструкции, а также измеренное тепловизором поле температуры, представлены на рис. 1.

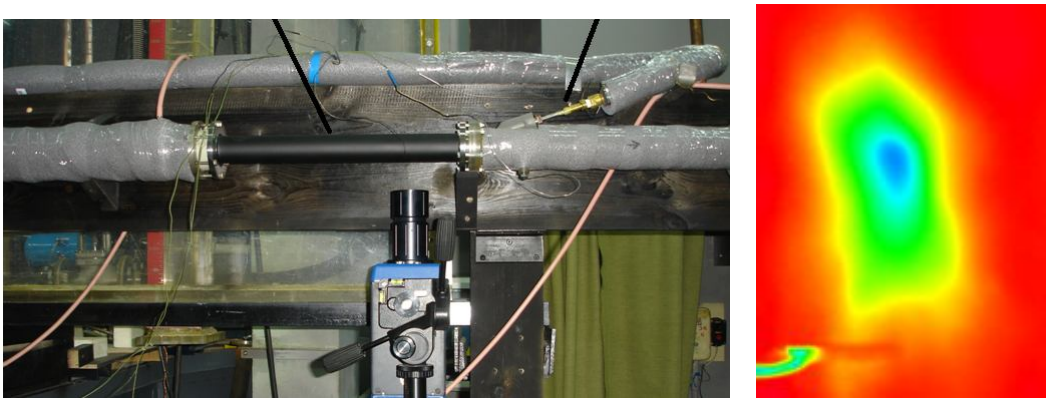


Рис. 1. Фотография модели, предназначенной для отработки конструкции (слева), измеренное тепловизором поле температуры (справа)

На рис. 2 представлены результаты экспериментальных исследований на модернизированной модели. В экспериментах изменялся расход горячего и холодного потоков. Из рисунка видно, что профиль нагрузки имеет несимметричную форму, свидетельствующую о впрыске холодного потока не в застойную зону за внезапным расширением, а в область направленного течения, при этом положение точки присоединения практически не зависит от расходов горячего и холодного теплоносителя. В экспериментах с диффузором изменение положения точки присоединения достигалось изменением расхода основного потока (влияющего на положение точки отрыва), в экспериментах с уступом такая возможность (актуальная при переносе результатов на параметры стенда ресурсных испытаний) исчезла.

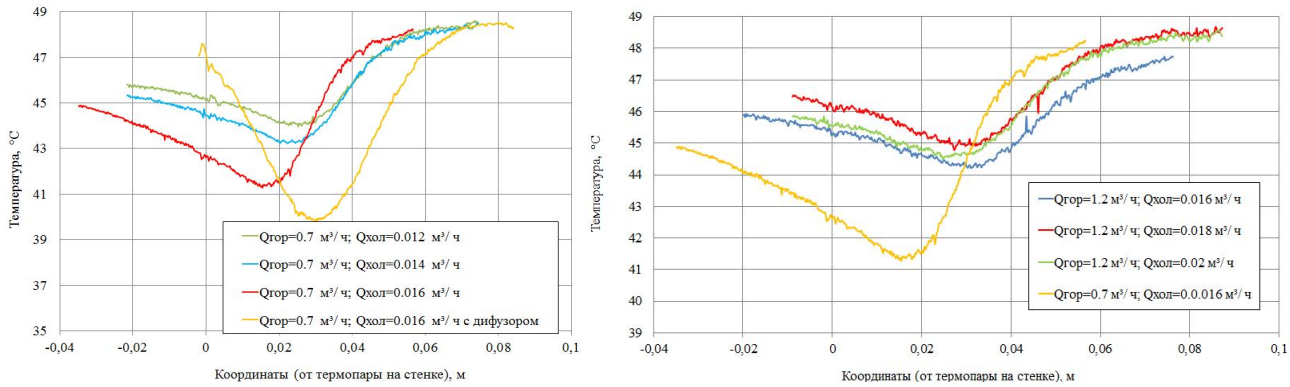


Рис. 2. Профиль температуры на стенке модели (сравнение экспериментов с внезапным расширением и диффузором). Влияние изменения расхода холодного потока (слева) и горячего потока (справа)

Таким образом, проведенный комплекс экспериментов позволил проанализировать вариант конструктивного исполнения модели, позволяющий избавиться от неопределенности нагружения модели, но предложенная модернизация привела к уменьшению уровня температурных пульсаций (рис. 3). Следовательно, предложенная модернизация модели нецелесообразна, вариант исполнения модели с диффузором является предпочтительным, а вопрос обеспечения равенства поканального нагружения моделей остается открытым. В связи с этим проведены дальнейшие исследования влияния кромки диффузора и трассы подвода горячего потока на нагруженность модели. Исследования проведены на модели, функционирующей при атмосферном давлении, позволяющей оперативно отследить влияние изменения конструкции.

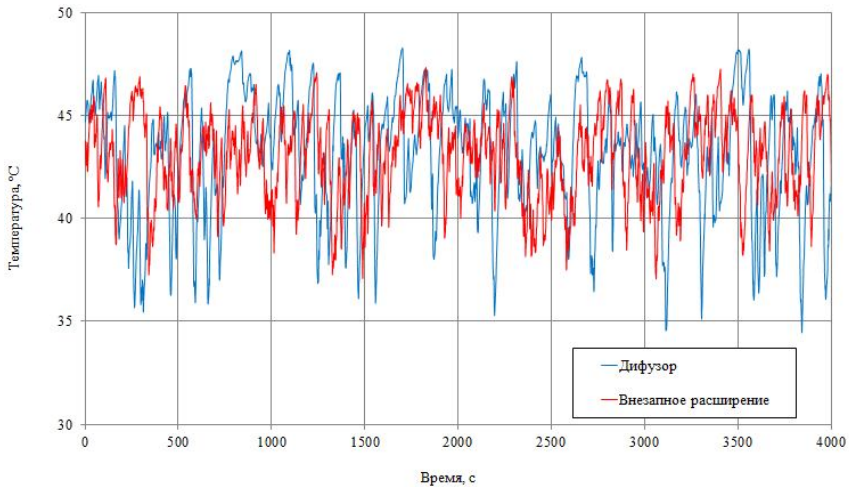


Рис. 3. Графики пульсаций температуры в точке на стенке модели, синий цвет – модель с диффузором, красный – модель с внезапным расширением

В докладе приведены результаты расчетных и экспериментальных исследований в обоснование конструкции модели, результаты испытаний модернизированного варианта экспериментальной модели, результаты верификационных расчетов в подтверждение возможности описания CFD программой температурного состояния модели.

УДК 532.5:536

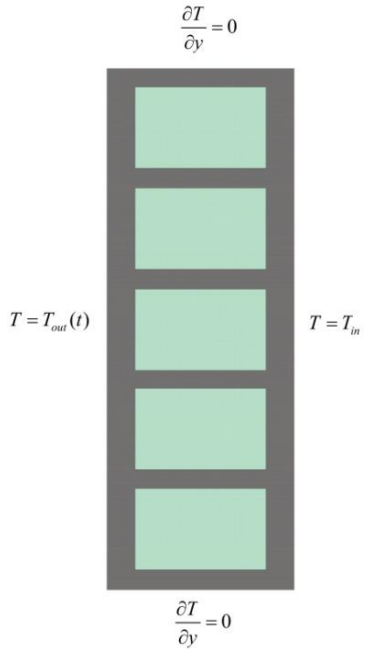
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СКРЫТОЙ ЭНЕРГИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЯХ ДЛЯ СНИЖЕНИЯ СУТОЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Н. С. Бондарева, М. А. Шеремет

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Большая часть мировой потребляемой энергии уходит на поддержание температуры в различных сооружениях. Суточные и годовые колебания температуры среды, а также интенсивность солнечного излучения вызывают постоянную необходимость в обогреве либо кондиционировании помещений. Для снижения влияния внешней температуры и излучения разрабатываются специальные нормы и требования к строительным сооружениям в зависимости от погодных условий, местоположения объекта, его размеров и предназначения.

Для снижения амплитуды колебаний температуры и снижения энергозатрат на поддерживание оптимальной температуры внутри помещения разрабатываются модели строительных блоков, содержащих материалы с температурами плавления – кристаллизации в диапазоне температур окружающей среды [1–3]. Материалы с фазовыми переходами твердое тело–расплав включаются в конструкцию в виде пропитки, вставок либо в составе капсул для поглощения энергии и ее хранения в скрытом виде. В качестве таких материалов могут быть использованы различные солевые растворы, парафины или жирные кислоты.



Рассматриваемая область

В данном исследовании была рассмотрена модель элемента ограждающей конструкции конечной толщины с прямоугольными вставками материала с фазовым переходом, установленного между внешней средой и помещением, в условиях конвективно-радиационного теплообмена с внешней средой и естественной конвекции внутри помещения. Целью данного исследования является определение условий теплообмена рассматриваемой композитной стенки с внешней средой, а также анализ влияния объемной доли материала с изменяемым фазовым состоянием внутри стенки на интенсивность теплообмена. Численная модель была сформулирована в безразмерных переменных «функция тока, завихренность и температура» и реализована с использованием метода конечных разностей [4].

На рисунке представлена схема рассматриваемой области. Стенка толщиной L и высотой $4L$ представляет собой блок, внутри которого расположены вставки технического парафина с температурой плавления $T_m = 18$ °C. Краевая задача была сформулирована со следующими начальными и внешними граничными условиями:

- в начальный момент времени температура в стенке описывалась линейной зависимостью от координаты x;
- на левой стенке ставится условие конвективно-радиационного охлаждения с учетом нестационарной температуры внешней среды: $-\lambda\,\partial T/\partial x = \alpha_{out}\left(T_{out}-T\right)+\varepsilon\sigma\left(T_{out}^4-T^4\right)$ [5]; температура внешней среды изменялась так, что $T_{out,min} \le T_m \le T_{out,max}$;

- на правой стенке реализуется конвективный теплообмен при условии постоянной температуры помещения: $\lambda \partial T / \partial x = \alpha_{in} \left(T_{in} - T \right)$ при этом $T_m < T_{in}$;
- верхняя и нижняя границы области считались теплоизолированными;
- на границах между материалом корпуса и материалом с фазовым переходом было установлено граничное условие четвертого рода, отражающее равенство температур и тепловых потоков.

Система дифференциальных уравнений естественной конвекции, описывающих теплоперенос с учетом фазовых превращений, была сформулирована в преобразованных переменных и реализована с использованием метода конечных разностей совместно с локально-одномерной схемой А. А. Самарского, применяемой для решения уравнений параболического типа. В результате произведенных вычислений были получены тепловые и динамические характеристики внутри материала, а также параметры теплообмена с окружающей средой с учетом нестационарных внешних воздействий.

Работа выполнена в рамках реализации проекта Российского научного фонда (соглашение № 19-79-00308).

Обозначения

T – температура, К; x – координата, м; α – коэффициент теплоотдачи Вт/(м^2·К); λ – коэффициент теплопроводности стенки, Вт/(м·К); σ – постоянная Стефана–Больцмана, Вт/(м^2·К^4); ε – коэффициент излучения материала.

Литература

1. Soares N., Costa J. J., Gaspar A. R., Santos P. Review of passive PCM latent heat thermal energy storage systems towards buildings' energy efficiency // Energy and Buildings. 2013. Vol. 59. P. 82–103.

2. Biswas K., Lu J., Soroushian P., Shrestha S. Combined experimental and numerical evaluation of a prototype nano-PCM enhanced wallboard // Applied Energy. 2014. Vol. 131. P. 517–529.

3. Izquierdo-Barrientos M. A., Belmonte J. F., Rodríguez-Sánchez D., Molina A. E., Almendros-Ibáñez J. A. A numerical study of external building walls containing phase change materials (PCM) // Applied Thermal Engineering. 2012. Vol. 47. P. 73–85.

4. Bondareva N. S., Sheremet M. A. Flow and heat transfer evolution of PCM due to natural convection melting in a square cavity with a local heater // Int. J. of Mechanical Sciences. 2017. Vol. 134. P. 610–619.

5. Kant K., Shukla A., Sharma A. Heat transfer studies of building brick containing phase change materials // Solar Energy. 2017. Vol. 155. P. 1233–1242.

УДК 621.176.2: 536.423.4: 532.529.5:533.6.011.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКОВ НА ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ ПАРОСТРУЙНОГО ЭЖЕКТОРА С УЧЕТОМ НЕРАВНОВЕСНОЙ КОНДЕНСАЦИИ

Д. В. Брезгин[1], К. Э. Аронсон[1], Х. Д. Ким[2]

[1]Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия
[2]Национальный университет Андонга, г. Андонг, Южная Корея

Пароструйные эжекторы нашли широкое применение в металлургии, химической промышленности и энергетике. На тепловых электрических станциях (ТЭС) пароструйные эжекторы используются для удаления воздуха из цикла паротурбинных установок (ПТУ), поддерживая требуемый вакуум в низко-потенциальной части. Несмотря на возросший интерес к пароструйным эжекторам, при проектировании и анализе эффективности работы этих устройств возникает много неразрешенных вопросов. В большей степени эти вопросы возникают в связи с тем, что существующие методы расчета проточных частей эжекторов основаны на одномерных изоэнтропийных газодинамических соотношениях и модели калорически совершенного газа [1–3]. С такими допущениями зачастую невозможно ни рассчитать конструкцию, ни провести оценку работы уже эксплуатируемого эжектора, ведь реальные физические явления, имеющие место в проточных частях пароструйного эжектора: неравновесная конденсация части пара при сверхзвуковом расширении, серии скачков давления разной интенсивности, отрыв пограничного слоя и т. п. не могут быть приняты во внимание упрощенными моделями.

В данном исследовании приведены результаты численного моделирования пароструйного сверхзвукового эжектора при различных начальных параметрах потоков и с учетом неравновесных фазовых переходов. За основу взята геометрия и режимы, приведенные в работе [4], в которой содержится исчерпывающий набор данных для постановки и верификации численных расчетов. Численная модель, разработанная и реализованная в ANSYS Fluent с помощью пользовательских функций, многократно доказала свою состоятельность для решения как эжекторов, так и одиночных сопел [5, 6] в условиях расширения водяного пара с большой степенью влажности. В соответствии с используемой схемой (Pressure-based coupled), уравнения сохранения для массы, импульса и энергии записаны для двухфазной смеси и принимают форму уравнений Навье–Стокса для сжимаемых потоков:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial \rho_m u_{mj}}{\partial x_j} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho_m u_{mi}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_m u_{mi} u_{mj}}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu_{eff}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_m E_m}{\partial t} + \frac{\partial \rho_m u_{mj} E_m}{\partial x_j} = -\frac{\partial p u_{mj}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\lambda_{eff}\frac{\partial T}{\partial x_j}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_{mj}\mu_{eff}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right).$$

При этом плотность смеси ρ_m определяется следующим образом:

$$\rho_m = \alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v. \quad (2)$$

В дополнение к основным дифференциальным уравнениям сохранения (1) система включает уравнения транспорта для числа капель *n* и объемной доли жидкости α:

$$\frac{\partial \rho_m n}{\partial t} + \frac{\partial \rho_m u_{mj} n}{\partial x_j} = \alpha_v J, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \rho_l \alpha_l}{\partial t} + \frac{\partial \rho_l u_{mj} \alpha_l}{\partial x_j} = \Gamma. \tag{4}$$

Скорость нуклеации J в уравнении (3) представляет собой скорость образования первичных кластеров жидкости в единице объема и определяется классической теорией нуклеации с корректировкой на неизотермичность процесса [7]:

$$J = \frac{q_c}{(1+\xi)} \frac{\rho_v^2}{\rho_l} \left(\frac{2\sigma}{\pi M^3}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{4\pi r_{cr}^2 \sigma}{3 k_b T_m}\right), \tag{5}$$

$$\xi = q_c \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)} \frac{L_h}{R T_m} \left(\frac{L_h}{R T_m} - \frac{1}{2}\right). \tag{6}$$

Выражение для скорости роста массы жидкости в единице объема Γ состоит из двух слагаемых: скорости образования новых капель и роста массы уже существующих:

$$\Gamma = \Gamma_{nuc} + \Gamma_{grow} = \alpha_v J \frac{4}{3} \pi \rho_l r_{cr}^3 + 4\pi \rho_m \rho_l n r^2 \frac{dr}{dt}. \tag{7}$$

При этом скорость роста размера капель dr/dt определяется в соответствии с работой [8]. В качестве модели турбулентности использовалась двухпараметрическая k–ω SST. Свойства газовой фазы определялись по модели реального газа в области метастабильного пара [9], тогда как для жидкой фазы были использованы зависимости, приведенные в работе [10]. Предполагалось что скольжение между фазами отсутствует, а капли насыщенной воды в рамках элементарного объема имеют одинаковый размер и равномерное распределение.

На первом этапе результаты численного моделирования на двух режимах сопоставлялись с экспериментальными данными по расходам рабочего и эжектируемого потоков, а также по распределению статического давления вдоль стенок камеры смешения и диффузора. Моделирование показало хорошее согласование как с точки зрения массовых расходов (относительное отклонение до 4%), так и данных профиля давления.

На втором этапе проводилось исследование влияния давления рабочего пара на производительность (массовый расход вторичного потока) эжектора. Исследовалось два режима, соответствующих двух статическим давлениям рабочего потока пара на входе в эжектор: $P_р$ = 270 и 200 кПа. Причем, учитывая большую степень недорасширения рабочего потока в сопле и что в обоих режимах параметры заторможенного рабочего пара соответствовали параметрам насыщения, массовая доля жидкости на некотором удалении от среза сопла достигала 26% и 21%. На рис. 1 приведено сопоставление градиентов плотности для обоих режимов за срезом сопла. Из рисунка видно, что более высокое начальное давление (снизу) пара смещает фронты ударных волн вниз по потоку, одновременно увеличивая их интенсивность и число. В табл. 1 приведены массовые расходы и коэффициенты эжекции *ER* для обоих исследуемых режимов, а в табл. 2 приведены среднеинтегральные параметры потоков на срезе сопла.

Анализ результатов численного моделирования в табл. 1 и 2 позволяет сделать следующие выводы. Увеличение массового расхода рабочего потока при увеличении начального давления абсолютно логично, однако значительное снижение расхода эжектируемого потока в случае более высокого давления рабочего пара далеко не столь очевидно, особенно принимая во внимание значительное увеличение импульса на срезе сопла. На рис. 2 представлен фрагмент линий тока вблизи стенки диффузора для режима $P_р$ = 270 кПа. Отчетливо видно, что в некотором сечении наблюдается отрыв пограничного слоя, который индуцирует

рециркуляцию вблизи стенки диффузора. Область рециркуляции ограничивает проходное сечение для ядра потока, тем самым снижая массовый расход вторичного потока. Необходимо отметить, что в режиме $P_р$ = 200 кПа также имеется область рециркуляции, но ввиду того, что струя изначально обладает меньшей кинетической энергией, а давление за диффузором не изменилось, сечение, в котором фронт ударной волны взаимодействует с пограничным слоем, смешается вверх по потоку. В этом случае толщина пограничного слоя меньше, следовательно, область рециркуляции занимает меньшее пространство и, тем самым, увеличивается площадь проходного сечения для ядра потока. В результате производительность эжектора увеличивается.

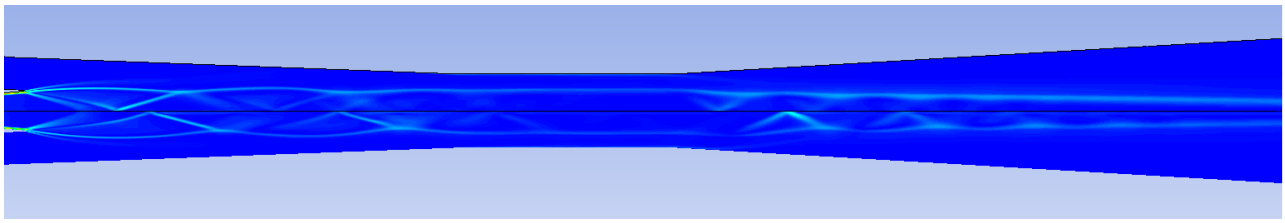


Рис. 1. Сопоставление градиентов плотности за срезом сопла эжектора: сверху $P_р$ = 200 кПа; снизу $P_р$ = 270 кПа

Таблица 1

Массовые расходы и коэффициенты эжекции по результатам моделирования

$P_р$, кПа	$m_р$, кг/с	m_s, кг/с
270	0.003549	0.001195
200	0.002674	0.001262

Таблица 2

Среднеинтегральные параметры потоков на срезе сопла

Параметр	$P_р$ = 270 кПа	$P_р$ = 200 кПа	Откл., %
β	0.1622	0.1609	0.80
$P_{пер}$, Па	2629.61	2000.19	23.94
$M_{пер}$	2.854	2.829	0.85
$m_р$, кг/с	0.003549	0.002674	24.65
$u_{пер}$, м/с	1097.41	1072.93	2.23

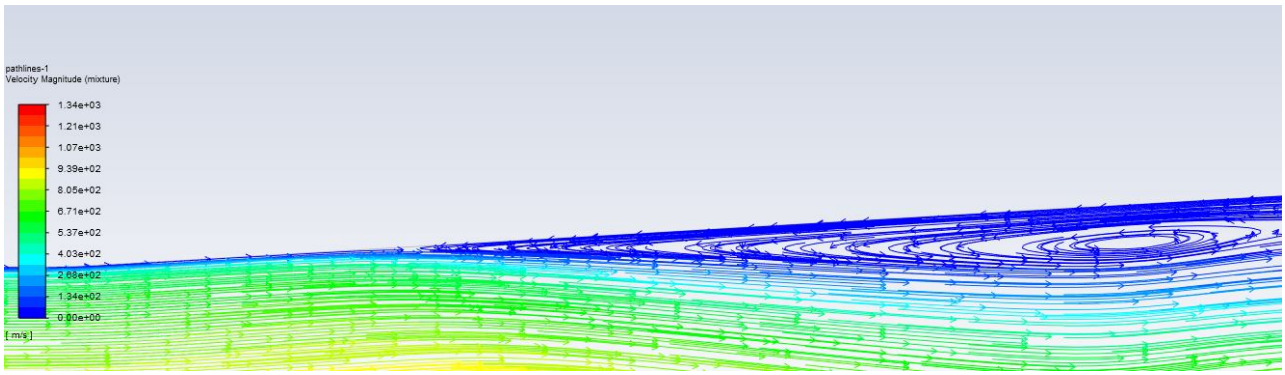


Рис. 2. Отрыв пограничного слоя и образование области рециркуляции вблизи стенки диффузора для $P_р$ = 270 кПа

Обозначения

P – давление, Па; μ – динамическая вязкость, Па·с; E – полная энергия, Дж; λ – теплопроводность, Вт/м/К; T – температура, К; α – объемная доля; n – количество капель, 1/кг; J – скорость нуклеации, 1/с/м^3; Г – скорость массопереноса (конденсации), кг/м^3/с; q_c – коэффициент конденсации; ζ – корректировка на неизотермичность; σ – коэффициент поверхностного натяжения, Дж/м^2; M – число Маха; r – радиус капли, м; k_b – постоянная Больцмана, Дж/К; γ – показатель адиабаты; L_h – скрытая теплота парообразования, Дж/кг; R – удельная газовая постоянная, Дж/кг/К, m – массовый расход, кг/с; ER – коэффициент эжекции; β – массовая доля жидкости; u – осевая составляющая скорости, м/с. Индексы: m – смесь, l – жидкость, v – пар, p – рабочий поток, s – вторичный (эжектируемый) поток, nep – срез сопла, cr – критический.

Литература

1. Белевич А. И. Методические указания по расчету и проектированию пароструйных эжекторов конденсационных установок турбин ТЭС и АЭС. РД 34.30.105. М.: Минэнерго СССР, 1985. – 53 с.

2. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М.: Энергоатомиздат, 1989. – 352 с.

3. ESDU item number 86030, Ejectors and jet pumps. Design for steam driven flow, 1986.

4. Al-Doori G. Investigation of refrigeration system stream ejector performance through experiments and computational simulations. Ph.D. thesis, University of Southern Queensland, 2013.

5. Mazzelli F., Giacomelli F., Milazzo A. CFD modeling of condensing steam ejectors: comparison with an experimental test-case // Int. J. of Thermal Sciences. 2018. Vol. 127. P. 7–18.

6. Starzmann J., Huges F. R., White A. J., Halama J., Hric V., Kolovratnik M., Lee H., Sova L., Statny M., Schuster S., Grubel M., Schatz M., Vogt D. M., Patel G., TurunenSaaresti T., Gribin V., Tishchenko V., Garilov I. et al. Results of the international wet steam modelling project. Prague, 2016.

7. Kantrowitz A. Nucleation in very rapid vapor expansions // J. Chem. Phys. 1951. Vol. 19, No. 9. P. 1097–1100.

8. Young J. B. The spontaneous condensation of steam in supersonic nozzles // Physico-Chemical Hydrodynamics. 1982. Vol. 3, No. 1. P. 57–82.

9. IAPWS-IF97: Revised Release on the IAPWS Industrial Formulation 1997 for Thermodynamic. Properties of Water and Steam, Internet resource, 2007.

10. Lamanna G. On nucleation and droplet growth in condensing nozzle flows. Ph. D thesis, Eindhoven University of Technology, 2000.

УДК 536.24

ТЕПЛООБМЕН НА НАЧАЛЬНОМ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ УЧАСТКЕ ПЛОСКОГО КАНАЛА ПРИ ЛАМИНАРНОМ ПУЛЬСИРУЮЩЕМ КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ ТЕЧЕНИИ

Е. П. Валуева, В. С. Зюкин

Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт», г. Москва, Россия

Противоречивый характер влияния пульсаций расхода на теплоотдачу, обнаруженный в имеющихся экспериментальных и расчетных работах, получил объяснение лишь сравнительно недавно [1]. Оказалось, что среднее по периоду колебаний число Нуссельта $\overline{\mathrm{Nu}}$ только для небольших относительных амплитуд колебаний расхода $A < 1$ практически не меняется по сравнению с его значением Nu_S при стационарном течении и может даже уменьшаться. Вблизи входа в обогреваемый участок канала наблюдается незначительный, до нескольких процентов, максимум отношения $\overline{\mathrm{Nu}} / \mathrm{Nu}_S$. Однако этот максимум заметно возрастает с увеличением амплитуды колебаний $A > 1$.

Получение корректных результатов численного решения задачи о теплообмене при пульсирующем течении с $A > 1$ возможно лишь при специальной постановке граничных условий и применения метода, обладающего вычислительной устойчивостью. Решение упрощается при расчете квазистационарного течения. В этом случае можно использовать подход, примененный в работе [2] – привлечь данные для стационарного течения.

Границы квазистационарной области для гидродинамических и тепловых величин можно определить по значениям числа Стокса S [3] и теплового числа Стокса S_T. В работах [1–4] расчеты выполнены для гидродинамически стабилизированного пульсирующего течения в плоском и прямоугольном каналах. В частности, показано, что на начальном термическом участке в квазистационарной области колебаний отношение среднего по периоду колебаний число Нуссельта к его значению при стационарном течении в плоском канале имеет максимум $\overline{\mathrm{Nu}} / \mathrm{Nu}_s = 1.15$ вблизи входа в канал (для $A = 5$).

В [5] проведены расчеты гидродинамики на начальном гидродинамическом участке плоского канала при пульсирующем течении в квазистационарной области. В данной работе представлены результаты расчетов для теплообмена для Pr = 0.7.

Решалась система уравнений движения, неразрывности и энергии для стационарного течения в плоском канале в приближении узкого канала:

$$U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}=\mathrm{Po}+4\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2},\quad \frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0,\quad U\frac{\partial \vartheta}{\partial X}+V\frac{\partial \vartheta}{\partial Y}=\frac{4}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial Y^2}.$$

Граничные условия имеют следующий вид. На входе задаются равномерные профили продольной скорости и температуры – $X = 0$: $U = \vartheta = 1$, $V = 0$. На стенке задается условие прилипания и непроницаемости, а также тепловое граничное условие первого рода $T_\mathrm{c} = \mathrm{const}$ – $Y = 0$: $U = V = \vartheta = 0$. На оси канала выполняется условие симметрии – $Y = 1$: $\partial U / \partial Y = \partial \vartheta / \partial Y = 0$.

Расчеты проведены методом конечных разностей. В результате расчета получены зависимости для стационарного течения $U_s(X,Y)$, $\mathrm{Po}_s(X)$, $\mathrm{Po}_{\tau s}(X)$, $\mathrm{Nu}_s(X)$, $Q_{\mathrm{c}s}(X)$, $\Delta\vartheta_s(X)$. Для нахождения безразмерных касательного напряжения и плотности теплового потока на

стенке использованы найденные в расчете профили скорости и температуры. По аналогии с числом Пуазейля для градиента давления введено число Пуазейля для касательного напряжения на стенке $\mathrm{Po}_\tau = \dfrac{-2\tau_c h}{\mu < u >}$ ($\tau_c = \mu\left(\dfrac{du}{dy}\right)_{y=0}$ – касательное напряжение на стенке).

При получении характеристик квазистационарного течения по данным для стационарного течения используется понятие квазистационарного режима, в котором характеристики течения в каждый момент времени соответствуют значению числа Рейнольдса в этот момент. Для пульсирующего течения число Рейнольдса и средняя по сечению скорость меняются во времени по гармоническому закону

$$< U > (\omega t) = 1 + A\cos(\omega t),$$

где A – амплитуда колебаний, ω – круговая частота, t – время.

Значение продольной скорости и градиента давления в каждый момент времени определяется числом Рейнольдса в этот момент. Тогда справедливы следующие соотношения:

$$\frac{u}{< u > (\omega t)} = U_s\left[X < U > (\omega t), Y\right], \quad \vartheta = \vartheta_s\left[X < U > (\omega t), Y\right],$$

$$U(X, Y, \omega t) = \frac{u}{< u >} = U_s\left[X < U > (\omega t), Y\right] < U > (\omega t),$$

$$\mathrm{Po}_\tau(X, \omega t) = \mathrm{Po}_{\tau s}\left[X < U > (\omega t)\right] < U > (\omega t), \quad \mathrm{Po}(X, \omega t) = \mathrm{Po}_s\left[X < U > (\omega t)\right] < U > (\omega t),$$

$$\mathrm{Nu}(X, \omega t) = \mathrm{Nu}_s\left[X < U > (\omega t)\right],$$

$$Q_c(X, \omega t) = Q_{cs}\left[X < U > (\omega t)\right], \quad \Delta\vartheta(X, \omega t) = \Delta\vartheta_s\left[X < U > (\omega t)\right].$$

При $A > 1$ в определенной части периода жидкость движется противоположно направлению оси X. Полагается, что в этой части периода течение и теплообмен являются стабилизированными: $\mathrm{Po} = \mathrm{Po}_\tau = \mathrm{Po}_{s\infty} = \mathrm{Po}_\infty = 12$, $\mathrm{Nu} = \mathrm{Nu}_\infty = \mathrm{Nu}_{s\infty} = 3.77$.

На рис. 1 показано распределение числа Пуазейля Po_τ по длине канала. Максимальное значение Po_τ достигается в фазе максимума средней по сечению скорости (при $\omega t = 0$), а минимальное – в фазе минимума $< U >$ (при $\omega t = \pi$). Среднее по периоду колебаний значение числа Пуазейля $\overline{\mathrm{Po}}_\tau$ при $A < 1$ мало отличается от его значения при стационарном течении $\mathrm{Po}_{\tau s}$. При $A > 1$ $\overline{\mathrm{Po}}_\tau$ заметно выше $\mathrm{Po}_{\tau s}$ – приблизительно в два раза для $A = 5$. Число Пуазейля в фазе $\omega t = \pi/2$ близко к этому числу при стационарном течении (кривые *2* и *5* практически совпадают).

Аналогичные зависимости, полученные для числа Нуссельта, показаны на рис. 2. На зависимости $\overline{\mathrm{Nu}} / \mathrm{Nu}_S(X)$ наблюдается максимум, который несколько выше, чем полученный в [4] для гидродинамически стабилизированного течения.

На рис. 3, 4 показаны распределения по длине канала безразмерных теплового потока на стенке и разницы между температурами стенки и жидкости.

На рисунках представлено число Нуссельта, построенное по отношению осредненных по периоду колебаний теплового потока на стенке и температурного напора. Сравнивая кривые 7 и 6 на рис. 2, можно сделать вывод, что среднее во времени число Нуссельта

$\overline{\mathrm{Nu}_1} = \overline{Q_c / \Delta\vartheta}$, отличается от $\overline{\mathrm{Nu}_2} = \overline{Q_c} / \overline{\Delta\vartheta}$. В последнем случае максимальное значение отношения $\overline{\mathrm{Nu}_2} / \mathrm{Nu}_s$ выше и расположено практически на входе в канал: $\overline{\mathrm{Nu}_2} / \mathrm{Nu}_s \approx 1.6$.

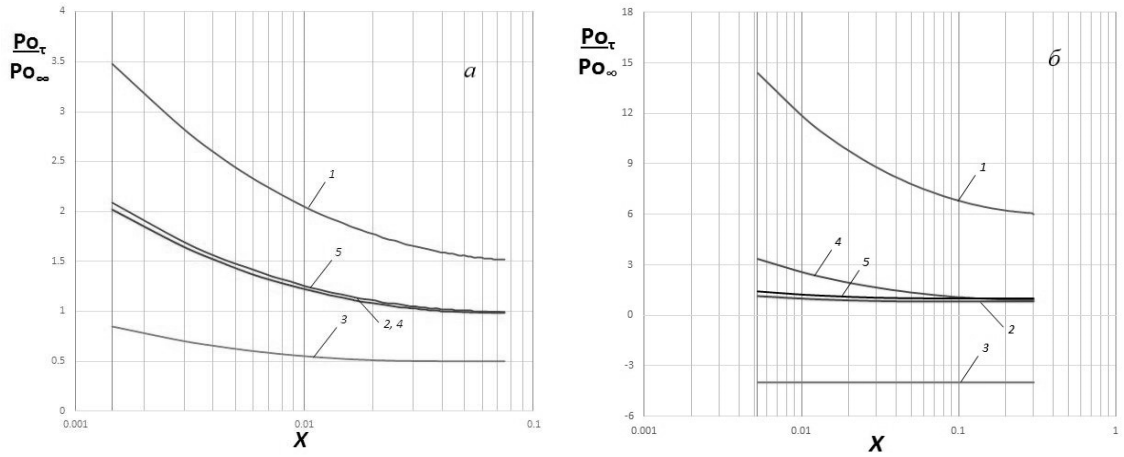


Рис. 1. Изменение безразмерного касательного напряжения на стенке по длине канала. *а* – $A = 0.5$, *б* – $A = 5$ (*1* – $\omega t = 0$, *2* – $\omega t = \pi/2$, *3* – $\omega t = \pi$, *4* – $\overline{\mathrm{Po}_\tau} / \mathrm{Po}_\infty$, *5* – $\mathrm{Po}_{\tau s} / \mathrm{Po}_\infty$)

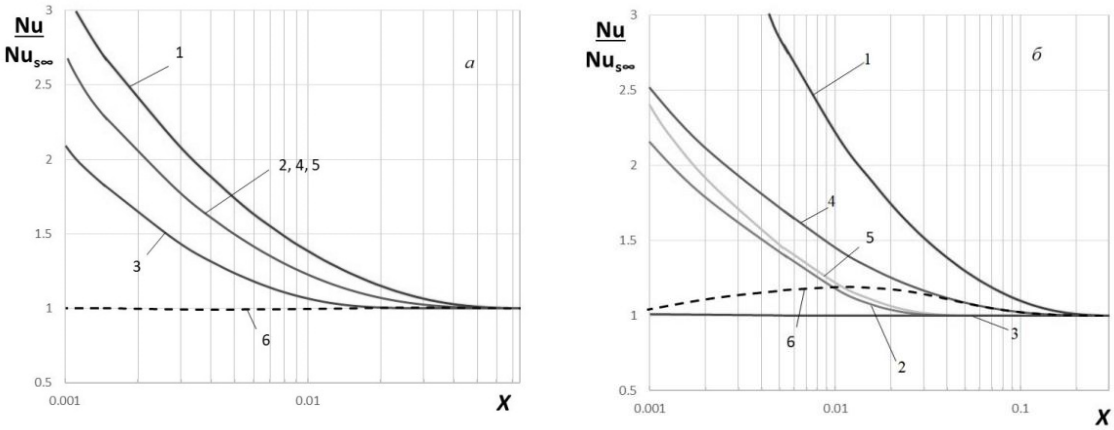


Рис. 2. Изменение числа Нуссельта по длине канала: *а* – $A = 0.5$, *б* – $A = 5$ (*1* – $\omega t = 0$, *2* – $\omega t = \pi/2$, *3* – $\omega t = \pi$, *4* – $\overline{\mathrm{Nu}} / \mathrm{Nu}_\infty$, *5* – $\mathrm{Nu}_s / \mathrm{Nu}_\infty$, *6* – $\overline{\mathrm{Nu}} / \mathrm{Nu}_s$)

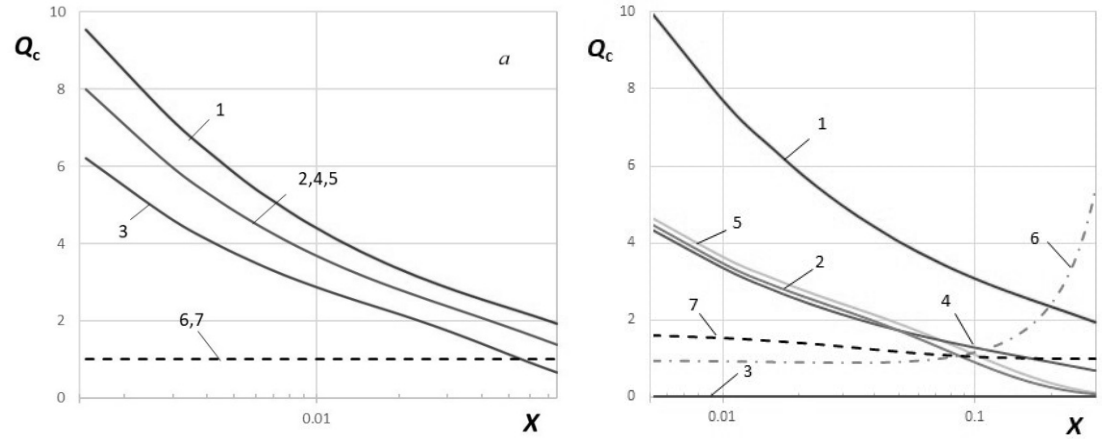


Рис. 3. Изменение безразмерного теплового потока по длине канала: *а* – $A = 0.5$, *б* – $A = 5$ (*1* – $\omega t = 0$, *2* – $\omega t = \pi/2$, *3* – $\omega t = \pi$, *4* – $\overline{Q_c}$, *5* – Q_{cs}, *6* – $\overline{\mathrm{Q}_c} / \mathrm{Q}_{cs}$, *7* – $\left(\overline{\mathrm{Q}_c} / \overline{\Delta\vartheta}\right) / \left(\mathrm{Q}_{cs} / \Delta\vartheta_s\right)$)

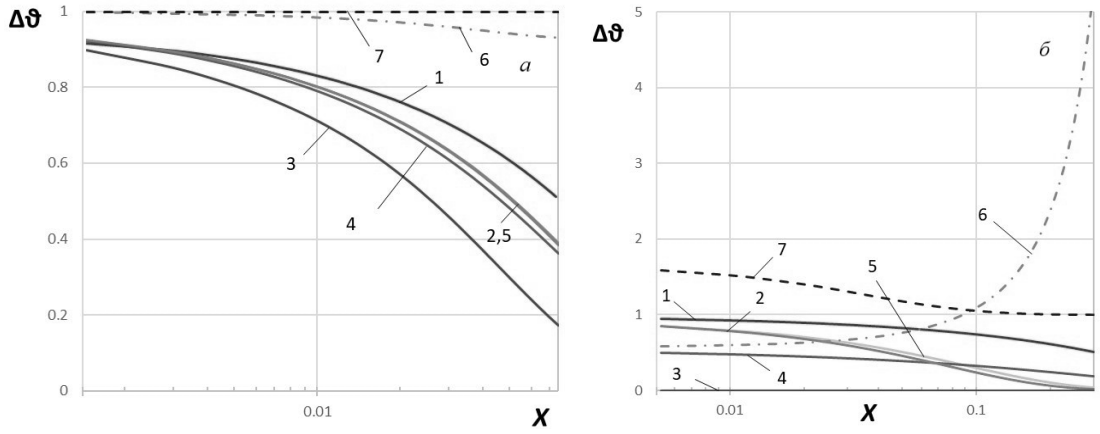


Рис. 4. Изменение безразмерного температурного напора по длине канала. *а* – $A = 0.5$, *б* – $A = 5$ (*1* – $\omega t = 0$, *2* – $\omega t = \pi/2$, *3* – $\omega t = \pi$, *4* – $\overline{\Delta\vartheta}$, *5* – $\Delta\vartheta_s$, 6 – $\overline{\Delta\vartheta}/\Delta\vartheta_s$, 7 – $\left(\overline{\mathrm{Q_c}}/\overline{\Delta\vartheta}\right)/\left(\mathrm{Q_{cs}}/\Delta\vartheta_s\right)$)

Хотя полной аналогии между гидродинамическими и тепловыми величинами для развивающегося пульсирующего течения не наблюдается, но характер зависимости $\overline{\mathrm{Po}_\tau}(X)$ подобен характеру зависимости $\overline{\mathrm{Nu}_2}(X)$. Как показали расчеты, изменение числа Пуазейля вдоль трубы для давления и касательного напряжения качественно подобны, но для развивающегося течения значение $\mathrm{Po} > \mathrm{Po}_\tau$, благодаря вкладу в градиент давления конвективных членов уравнения движения. Для $A = 5$ вблизи входа в канал отношения $\overline{\mathrm{Po}}/\mathrm{Po}_s \approx 3.5$, $\overline{\mathrm{Po}_\tau}/\mathrm{Po}_s \approx 2.4$.

Обозначения

h – ширина канала; $\mathrm{Nu} = q_c h/(T_c - T_ж)\lambda = Q_c/\Delta\vartheta$ – число Нуссельта, $\mathrm{Po} = -\dfrac{h^2}{\mu < \bar{u} >}\dfrac{dp}{dx}$ – число Пуазейля (безразмерный градиент давления), Pr – число Прандтля, $Q_c = -2\left(\partial\vartheta/\partial Y\right)_{Y=0}$ – безразмерный тепловой поток на стенке, q_c – плотность теплового потока на стенке, $\mathrm{Re} = < \bar{u} > h/\nu$ – число Рейнольдса, $\mathrm{S} = h/2\sqrt{\omega/\nu}$ – число Стокса, $\mathrm{S_T} = \mathrm{S}\sqrt{\mathrm{Pr}}$, $U = u/ < \bar{u} >$; u – продольная составляющая скорости, $V = 2\mathrm{Re}v/ < \bar{u} >$; v – поперечная составляющая скорости, $X = x/h\,\mathrm{Re}$; x и y – продольная и поперечная координаты; $Y = 2y/h$; $\Delta\vartheta = \vartheta_ж$ – безразмерный температурный напор; $\vartheta = \left(T - T_0\right)/\left(T_c - T_0\right)$; $\vartheta_ж = \int_0^1 \vartheta(Y)U(Y)dY$ – безразмерная средняя массовая температура жидкости; T – температура; T_0 – температура на входе в канал; T_c – температура стенки; λ – коэффициент теплопроводности; ν – кинематический коэффициент вязкости; ω – круговая частота колебаний.

Литература

1. Валуева Е. П., Пурдин М. С. Гидродинамика и теплообмен при пульсирующем с большими амплитудами колебаний ламинарном течении в каналах // Теплофизика и аэромеханика. 2018. № 5.

2. Валуева Е. П., Пурдин М. С. Теплообмен при ламинарном течении в прямоугольных каналах // Теплофизика и аэромеханика. 2016. № 6. С. 893–904.

3. Валуева Е. П., Пурдин М. С. Пульсирующее ламинарное течение в прямоугольном канале // Теплофизика и аэромеханика. 2015. № 6. С. 761–773.

4. Валуева Е. П., Пурдин М. С. Теплообмен при пульсирующем ламинарном течении в прямоугольных каналах // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 2016. Т. 1. С. 39–42.

5. Валуева Е. П., Зюкин В. С. Гидродинамика развивающегося пульсирующего ламинарного течения в плоском канале в квазистационарной области // Матер. конф. «Семинар вузов по теплофизике и энергетике». 2019. С. 76–77.

УДК 532.517.4:536.242

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ СМЕШАННЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ

А. Ю. Васильев, А. Н. Сухановский

Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия

Введение. Конвективные течения имеют огромное значение в различных областях науки, техники, геофизических и астрофизических приложениях. Конвективные потоки, вызванные наличием градиента температур в поле действия массовых сил, во многих технических и природных системах являются определяющим механизмом переноса тепла. Критерием интенсивности переноса тепла служит безразмерный параметр – число Нуссельта Nu. Одной из ключевых задач в исследовании конвекции в замкнутых полостях является установление зависимости числа Нуссельта от управляющих параметров. Прежде всего, это обусловлено необходимостью параметризации теплообменных процессов при очень больших значениях числа Релея, характерных для крупных промышленных установок и атмосферных процессов.

Сравнительно недавно появились работы, исследующие влияние пространственной неоднородности граничных условий с целью интенсификации теплового потока. Здесь можно выделить два основных направления, таких как варьирование пространственного распределения нагрева и изменение топологической структуры поверхности, например, шероховатости. Регулярное распределение нагрева исследовано в двумерной постановке в [1] и в трехмерной постановке для периодических условий на боковых границах в [2, 3]. Влияние регулярного распределения шероховатости поверхности проанализировано в [4, 5].

Идея сочетания теплопроводных и теплоизолирующих элементов на нижней поверхности заслуживает особого внимания по двум причинам. Во-первых, это выгодно с практической точки зрения: благодаря экономии дорогих хорошо теплопроводящих материалов. Во-вторых, неоднородность температуры на границе создает дополнительные условия для неустойчивости течения вблизи нее и перехода к турбулентному режиму. В результате можно ожидать уменьшения толщины теплового пограничного слоя, где тепло передается исключительно за счет теплопроводности жидкости. Попытка оценить влияние геометрии нагреваемой области на интенсификацию конвективного теплообмена была предпринята в [3], где основной эффект ожидался от применения фрактальной геометрии нагревателя. В силу ограничений использованного численного метода ранее рассматривались только переходные режимы течения от ламинарного к турбулентному. Показано, что фрактальный нагреватель

способен создавать многомасштабное течение, однако заметного влияния на характер теплового потока не было обнаружено.

Отличительной особенностью настоящей работы является исследование влияния неоднородного, непериодического распределения нагрева на конвективный тепловой поток в слабых турбулентных режимах.

Численное моделирование. Численное моделирование турбулентной конвекции в кубической полости при неоднородном нагреве на нижней границе проводилось при помощи свободно распространяемого пакета вычислительной гидродинамики с открытым исходным кодом OpenFoam 4.1. Для выполнения поставленной задачи используется стандартный решатель buoyantBoussinesqPimpleFoam, позволяющий разрешать уравнения термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска. Для моделирования турбулентности использовался метод крупных вихрей (Large Eddy Simulation).

Вычислительная область представляет собой кубическую полость с длиной ребра H = 40 мм. Схема вычислительной области представлена на рис. 1. Предполагается, что полость заполнена водой при температуре T = 296.15 K. Конвекция Релея–Бенара численно исследуется при однородных и неоднородных граничных условиях. Однородные граничные условия соответствуют классической задаче Релея–Бенара. При неоднородных граничных условиях горизонтальная нижняя граница z = 0 является комбинацией проводящих Ω_+ и теплоизолирующих Ω_- областей. В настоящей работе мы рассматриваем три варианта распределения Ω_+ (см. рис. 2). Первый вариант моделирует одиночный локализованный источник тепла, расположенный в центре нижней границы. Второй вариант представляет собой девять источников тепла одинаково размера, однородно распределенные на нижней границе. Третий вариант – комбинация теплопроводных областей трех размеров. Отметим, что последний вариант представляет собой три итерации ковра Серпинского. Все варианты имеют одинаковую площадь нагрева, которая составляет 30±0.5% от площади нижней границы.

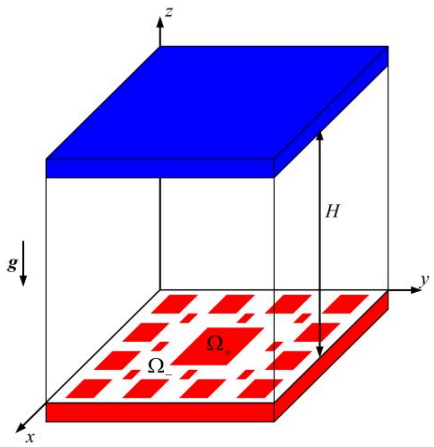
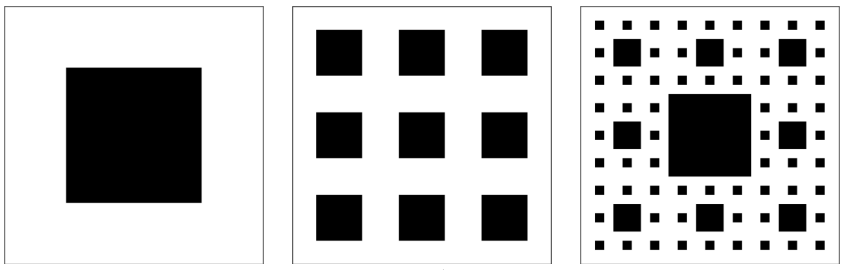


Рис. 1. Схема вычислительной области и система координат



а *б* *в*

Рис. 2. Схематическое изображение распределения нагреваемых областей: *а*) локализованный нагрев, *б*) девять нагревателей одинакового размера, равноудаленных друг от друга, *в*) нагреватель фрактальной геометрии. В областях, изображаемых черными квадратами, температура поддерживается постоянной

Во всех расчетах скорость на твердых границах принималась равной нулю (u_i = 0). На боковых границах задавался нулевой тепловой поток. Численное моделирование было выполнено для $\Delta T = T_b - T_t$ = 9 K, что соответствует Ra = 10^7. В качестве начальных условий было использовано u_i = 0, P = 0, $T = T_0$.

Результаты. Интегральная эффективность теплопередачи определяется числом Нуссельта:

$$\mathrm{Nu}^* = 1 + \frac{L}{\chi_0 \Delta T^*} \langle u_z T \rangle_{V,t}, \qquad (1)$$

где $\Delta T^* = \left\langle T\big|_{z=0} \right\rangle_{S,t} - T_t$, χ_0 – коэффициент температуропроводности, знак $\langle\ \rangle_{V,t}$ обозначает среднее значение по всему объему и по времени. Значения числа Нуссельта Nu^* для трех вариантов неоднородного распределения температуры, представленных на рис. 2, *а–в* составляют 19.0, 16.9, 15.9 соответственно, для однородного распределения температуры на горизонтальных границах $\mathrm{Nu}^* = 15.8$. Результаты численного моделирования показали, что Nu^* сильно зависит от распределения нагреваемых областей. Так, максимальное отличие составляет не более 18%. При более развитом режиме течения $\mathrm{Ra} = 1.1 \cdot 10^9$ и подобных распределениях нагреваемых областей максимальные отличия в Nu^* не превышали 5% [6]. Таким образом, переход к менее развитым турбулентным течениям приводит к более существенным отличиям в Nu^*. Интересно отметить, что с уменьшением площади нагрева на 70% значения числа Нуссельта Nu^* увеличиваются по отношению к Nu для классической задачи Релея–Бенара на 18.4%, 6.7% и 0.67%.

Заключение. Выполнено численное моделирование конвективной турбулентности при неоднородном распределении нагрева на нижней границе кубической полости. Представлены результаты для трех вариантов распределения областей нагрева, реализованного при помощи: локализованного нагревателя; девяти нагревателей одинакового размера, равноудаленных друг от друга; фрактального нагревателя. Во всех вариантах площадь нагрева одинакова. Интенсивность теплообмена сильно зависит от распределения температуры на нижней границе. Максимальное отличие в значениях числа Нуссельта при трех вариантах неоднородного распределения температуры не превышает 18%. Сравнение результатов численного моделирования при однородном и неоднородном распределениях нагрева для $\mathrm{Ra} = 10^7$ показало, что уменьшение площади нагрева на 70% приводит к увеличению значения числа Нуссельта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Пермского края (проект 19-41-590004). Расчеты проводились на вычислительном кластере «Тритон» в ИМСС УрО РАН.

Литература

1. Ripesi P., Biferale L., Sbragaglia M., Wirth A. Natural convection with mixed insulating and conducting boundary conditions: low- and high-Rayleigh-number regimes // J. Fluid Mech. 2014. Vol. 742. P. 636–663.

2. Bakhuis D., Ostilla-Monico R., van der Poel E.P., Verzicco R., Lohse D. Mixed insulating and conducting thermal boundary conditions in Rayleigh-Benard convection // J. Fluid Mech. 2018. Vol. 835. P. 491–511.

3. Titov V., Stepanov R. Heat transfer in the infinite layer with a fractal distribution of a heater // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2017. Vol. 208. P. 012039.

4. Toppaladoddi S., Succi S., Wettlaufer J.S. Roughness as a route to the ultimate regime of the thermal convection // Phys. Rev. Lett. 2017. Vol. 118. P. 074503.

5. Ahlers G., Grossmann S., Lohse D. Heat transfer and large-scale dynamics in turbulent Rayleigh-Benard convection // Rev. Mod. Phys. 2009. Vol. 81. P. 503–537.

6. Васильев А. Ю., Сухановский А. Н., Степанов Р. А. Конвективная турбулентность в кубической полости при неоднородном нагреве нижней границы // Вычислительная механика сплошных сред. 2019. Т. 12, № 1. С. 17–26.

УДК 532.517.4: 536.25

ПЕРЕХОДНЫЕ РЕЖИМЫ КРУПНОМАСШТАБНОЙ КОНВЕКТИВНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В КУБИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

А. Ю. Васильев[1], П. Г. Фрик[1], A. Kumar[2], Р. А. Степанов[1], А. Н. Сухановский[1], M. K. Verma[2]

[1]Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия
[2]Indian Institute of Technology Kanpur, Kanpur, India

Введение. Тепловая конвекция в замкнутых объемах различной формы характеризуется разнообразием структуры течений и сложной временной динамикой. Большой интерес вызывает формирование крупномасштабной циркуляции (КМЦ), которая существенно влияет на процессы тепломассопереноса. Большое количество исследований посвящено динамике КМЦ в цилиндрических полостях, в которых детально описаны особенности формирования и смена ориентации КМЦ (под ориентацией понимается направление оси вращения крупномасштабного вала). Работ посвященных особенностям турбулентной крупномасштабной циркуляции в кубических полостях сравнительно немного. В работе [1] для чисел Рэлея порядка 10^7 было показано, что КМЦ ориентируется перпендикулярно одной из вертикальных стенок куба. Смена ориентации КМЦ происходит в результате остановки КМЦ, после которой формирование может КМЦ происходить в том же или перпендикулярном направлении. При более высоких значениях чисел Рэлея ($Ra = 5 \cdot 10^8$) КМЦ ориентируется вдоль одной из диагоналей [2]. Детальное исследование КМЦ в кубической полости [3–6] показало, что возможны случайные переориентации КМЦ с одной диагонали на другую. Вплоть до настоящего времени основным объяснением смены ориентации КМЦ является азимутальный поворот КМЦ [5, 6]. Возможность поворота КМЦ как когерентной структуры вызывает большое сомнение, так как в данной системе нет явных источников, которые могут вызвать спонтанное азимутальное движение. Поиск нового, непротиворечивого механизма, объясняющего наблюдаемые реориентации КМЦ, является целью представленной работы.

В качестве альтернативного подхода предлагается рассматривать диагональную КМЦ как суперпозицию двух планарных КМЦ (ПКМЦ) в вертикальных ортогональных плоскостях xOz и yOz (рис. 1).

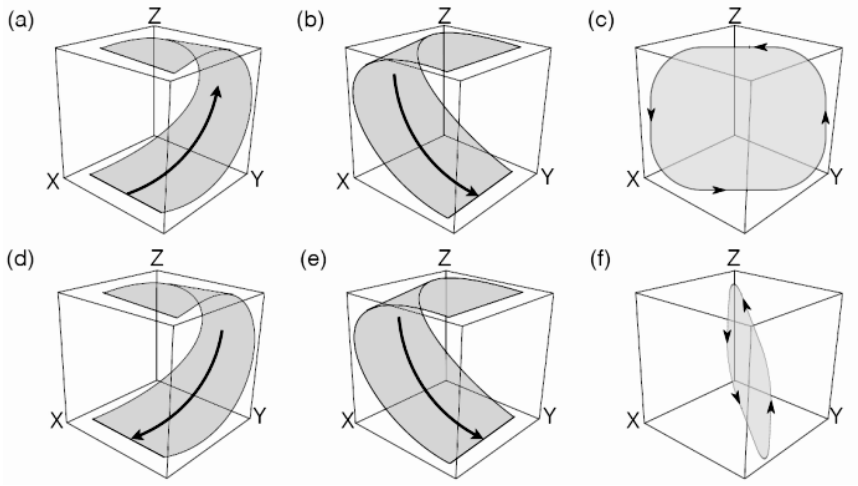


Рис. 1. Схематичное изображение двух ПКМЦ и результирующей КМЦ различной ориентации. Если одна из ПКМЦ изменяет направление движения (a–d), то КМЦ изменяет свою ориентацию с одной диагонали на другую (c–f)

Если только одна из ПКМЦ изменяет направление движения (рис. 1, a–d), то КМЦ изменяет свою ориентацию с одной диагонали на другую (рис. 1, c–f). Таким образом, динамика двух ПКМЦ определяет интенсивность и направление КМЦ. Представленный подход дает ясное и физически непротиворечивое описание динамики КМЦ.

Численное моделирование. Численное моделирование турбулентной конвекции Рэлея–Бенара в кубической полости проводилось при помощи открытого программного обеспечения OpenFOAM 4.0. Дискретизация трехмерных уравнений Навье–Стокса для несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска проводилась методом конечных объемов. Для моделирования турбулентности использовался метод крупных вихрей (Large Eddy Simulation), а именно модель Смагоринского–Лилли. Значение константы Смагоринского принималось равным $C = 0.14$, а значение турбулентного числа Прандтля было равным $Pr = 0.9$. На всех границах задавалось условие прилипания. На верхней и нижней границах задавались постоянные значения температуры, а на боковых границах адиабатическое условие. Для обезразмеривания численных данных использовались длина ребра куба L и характерная скорость U_f [6]. Число Рейнольдса в исследуемом режиме было приблизительно равно 3000. Задавался постоянный шаг по времени равный 0.001, число Куранта не превышало значение 0.4, таким образом, обеспечивалось необходимое временное разрешение. Расчет проводился для 24 000 безразмерных единиц времени $t_f = L/U_f$. Расчет проводился для числа Прандтля $Pr = 0.7$ и числа Рэлея $Ra = 10^8$. Использовалась неравномерная расчетная сетка с разрешением 64^3, со сгущением в области твердых границ. Общая структура установившегося течения и распределения температуры подобна представленным в работе [6].

Для определения ориентации и интенсивности КМЦ часто используется низшая азимутальная Фурье мода для температуры или вертикальной компоненты скорости восстановленная при помощи локальных измерений в центральном горизонтальном сечении [7]. В нашей работе мы разложили вертикальную компоненту скорости в ряд Фурье на основе 16 точек вблизи стенок модели. Длинные временные зависимости амплитуды M_1 и фазы φ первой Фурье моды представлены на рис. 2. В течение всей реализации M_1 осциллирует около среднего значения. Дискретные изменения фазы φ соответствуют реориентациям КМЦ.

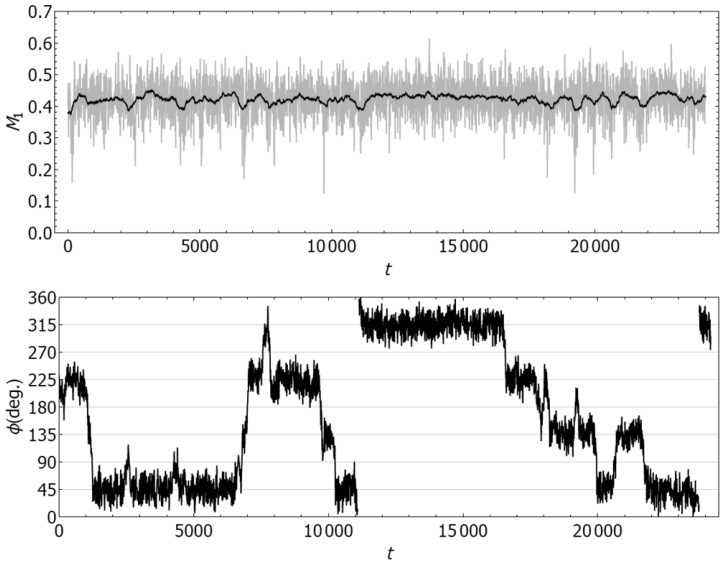


Рис. 2. Временные зависимости амплитуды M_1 и фазы φ первой Фурье моды. Диапазон изменений фазы φ ограничен значениями от 0 до 360 градусов. Численный расчет

Для выделения низкочастных вариаций M_1 использована скользящая средняя, показавшая, что непериодические флуктуации M_1 не превышают 10% от среднего значения. В целом зависимости M_1 и φ подобны представленным в [5, 6]. Это доказывает, что спонтанные сме-

ны ориентации КМЦ являются характерными особенностями динамики конвективных крупномасштабных течений в кубической полости, которые хорошо воспроизводятся на различных экспериментальных установках и в численных расчетах.

Для валидации предложенного подхода, описывающего крупномасштабный диагональный вал как суперпозицию двух планарных валов, были рассчитаны три поля скорости при помощи осреднения по третьей координате.

Изменения структуры планарных полей в ходе процесса реориентации показаны на рис. 3. Вначале каждая из планарных циркуляций состоит из одного крупномасштабного вала, занимающего всю полость, и двух меньших валов, расположенных в противоположных углах. В результате остановки крупномасштабного вала в плоскости yOz структура течения существенно меняется. Выделяются пять валов, четыре расположены в углах и один в центральной части. Затем крупномасштабный вал формируется вновь.

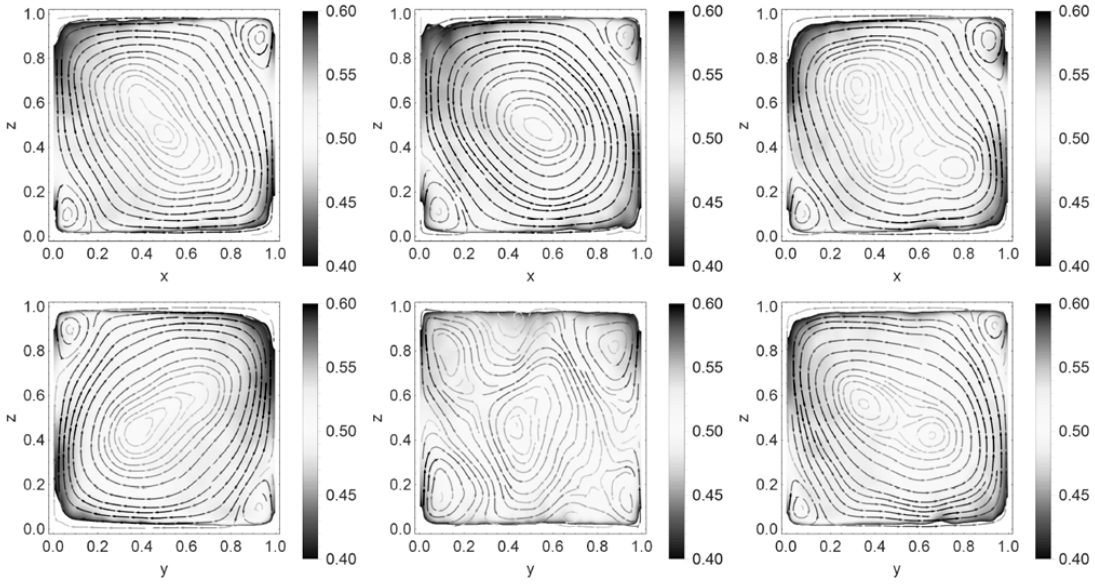


Рис. 3. Пространственная структура двух вертикальных планарных циркуляций (верхний и нижний ряды), до реориентации (слева), в ходе реориентации (в центре), после реориентации (справа)

Заключение. Спонтанные реориентации КМЦ в турбулентной конвекции Рэлея–Бенара являются предметом широкого обсуждения. В настоящее время основным механизмом, который описывает реориентации является поворот КМЦ как когерентной структуры [5, 6]. Поворот КМЦ требует наличия источников такого вращения и должен характеризоваться наличием азимутальных движений. В представленной работе показано, что энергия вращательного движения вокруг вертикальной оси пренебрежимо мала. Ранее в [4] было показано, что КМЦ может отклоняться от диагонального направления в течение продолжительного времени, что противоречит описанию КМЦ в виде одиночного крупномасштабного вала. Представленные в данной работе локальные измерения температуры также не могут быть объяснены поворотом крупномасштабного вала. Все это приводит к необходимости нового физически непротиворечивого описания реориентаций КМЦ. Принципиальным отличием нашего подхода является представление КМЦ как суперпозиции двух планарных крупномасштабных циркуляций. Данный подход хорошо согласуется с результатами экспериментов и расчетов. В работе показано, что изменение ориентации происходит в результате остановки одной из ПКМЦ. Таким образом, динамика ПКМЦ является ключевым фактором определяющим процесс реориентаций.

Работа поддержана РФФИ (проект 19-41-590004). Расчеты проводились на суперкомпьютере «Тритон» в ИМСС УрО РАН.

Литература

1. Gallet B. et al. Reversals of a large-scale field generated over a turbulent background // Geophysical &Astrophysical Fluid Dynamics. 2012. Vol. 106, No. 4-5. P. 468–492.
2. Зимин В. Д., Фрик П. Г. Турбулентная конвекция. М.: Наука, 1988. – 178 с.
3. Большухин М. А. и др. Об экспериментальных тестах (бенчмарках) для программных пакетов, обеспечивающих расчет теплообменников в атомной энергетике // Вычислительная механика сплошных сред. 2012. Т. 5, № 4. С. 469–480.
4. Vasiliev A. et al. High Rayleigh number convection in a cubic cell with adiabatic sidewalls // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 102. P. 201–212.
5. Bai K., Ji D., Brown E. Ability of a low-dimensional model to predict geometry-dependent dynamics of large-scale coherent structures in turbulence // Physical Review E. 2016. Vol. 93, No. 2. P. 023117.
6. Foroozani N. et al. Reorientations of the large-scale flow in turbulent convection in a cube // Physical Review E. 2017. Vol. 95, No. 3. P. 033107.
7. Cioni S., Ciliberto S., Sommeria J. Strongly turbulent Rayleigh–Bénard convection in mercury: comparison with results at moderate Prandtl number // J. of Fluid Mechanics. 1997. Vol. 335. P. 111–140.

УДК 530.1

БОЛЬШИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И СКОРОСТИ В ВИХРЕВЫХ ТРУБАХ

В. Г. Винникова[1], О. А. Пономарев[2]

[1]Азовский морской институт национального университета «Одесская морская академия», г. Мариуполь, Украина
[2]Институт математических проблем биологии РАН – филиал Института прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, г. Пущино, Россия

Введение. Особенности течения в вихревых трубках заключаются в том, что масштаб турбулентных пульсаций может изменяться в десятки и даже сотни раз по времени, амплитуде и пространству. Особенно существенны для техники высокочастотные пульсации, так как именно они определяют перенос теплоты.

Было замечено [1], что эффект Ранка и появление ячеек Бенара могут быть связанными. Это следует из того, что плоскость с налитой на нее жидкостью толщиной h и помещенной в поле силы тяжести можно конформным преобразованием (т. е. заменой переменных) преобразовать в трубку радиуса h с силой «тяжести» направленной по радиусу, которая моделируется вращением жидкости. При этом ячейки Бенара меняют форму, и формируются в вихревых трубках более сложными потоками, чем на плоскости и приводят к эффекту Ранка, который как-то должен присутствовать и в ячейках Бенара.

Актуальность проблемы заключается в том, что закрученные потоки широко распространены в технологиях: это горение в топках, ДВС, газотурбинных установках и др., где их регулировка повышает КПД, уменьшает вредные выбросы, продлевает срок службы аппаратов. Они определяют работу гидроциклонов, вихревых труб (ВТ), вихревых насосов и некоторых других вихревых аппаратов (ВА). Недостаточное понимание сути эффектов в закрученных

потоках не позволяет широко использовать их в технологиях. Однако и в этих условиях экспериментаторы достигают потрясающих результатов, например, температуры на оси минус 200 °С при входной температуре плюс 20 °С [2]. Экспериментально наблюдались крупномасштабные гидродинамические структуры в вихревых трубах [3].

Экспериментально установлено, что в закрученном потоке существуют долгоживущие структуры. Обнаружена даже двойная спираль, которая распространяется вдоль оси трубки, вращаясь, размыкаясь, замыкаясь и, в конце концов, разрушаясь [4]. Теории этих явлений пока не существует.

Целью данной работы является теоретическое исследование вихревого эффекта, выяснение возможности создания различных холодильных устройств, а также выяснение природы и механизма разделения в закрученном жидком потоке в трубке на холодный поток (в центре) и горячий поток (у стенок). Мы также надеемся понять природу долгоживущей самоорганизации потоков.

Неустойчивость вращающегося потока в трубах. Модель системы. Для описания поведения вращающейся жидкости в трубках построим модель на основе теории движения идеальной несжимаемой жидкости.

Для решения задачи о свойствах вращающейся жидкости в трубке используем систему уравнений Навье–Стокса в декартовых координатах. Она имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}U_i + U_j\frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \nu\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} - 2\varepsilon_{ijk}\Omega_j U_k, \tag{1}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_j\frac{\partial T}{\partial x_j} = \chi\frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0. \tag{3}$$

Здесь U_i – i-компонента скорости, ν – коэффициент кинематической вязкости, ρ – плотность жидкости, χ – коэффициент температуропроводности, p, T – давление и температура, ε_{ijk} – полностью антисимметричный единичный тензор, Ω_j – угловая скорость вращения вокруг j-координаты. Для воды $\nu = 1.78\cdot10^{-6}$ м^2/с, $\chi = 1.32\cdot10^{-7}$ м^2/с.

Рассмотрим разные формы неустойчивости жидкости, Для этого введем новые функции: флуктуации скорости $v_i = U_i - U_{0i}$, флуктуации температуры $\theta = T - T_0$ и флуктуации давления $p = P - P_0 = -\rho\beta\theta$. Здесь U_{0i}, P_0, T_0 – усредненные величины скоростей, давления и температуры, от которых происходят флуктуации, β – температурный коэффициент расширения жидкости ($\beta = 2.5\cdot10^{-4}$ 1/К). Из системы (1)–(3) получим систему уравнений для новых величин:

$$\frac{\partial}{\partial t}v_i + v_j\frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \nu\frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j} + \beta\frac{\partial\theta}{\partial x_1} - 2\varepsilon_{ijk}\Omega_j v_k, \tag{4}$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} + v_j\frac{\partial\theta}{\partial x_j} - Av_1 = \chi\frac{\partial^2\theta}{\partial x_j \partial x_j}, \tag{5}$$

$$\frac{\partial\nu_i}{\partial x_i} = 0,$$

где A – постоянная величина, определяемая экспериментально и зависящая от разности температур вдоль радиуса трубки.

Ищем решение в виде

$$v_i(r,\varphi,x;t) = v_i(r,\varphi,x)\exp(i\omega t)\,, \quad \theta(r,\varphi,x;t) = v\theta(r,\varphi,x)\exp(i\omega t)\,.$$

Пренебрегая малыми потоками вдоль трубки и по углу, учтем только потоки вдоль радиуса: $v_1 = v(r,\varphi,x)$.

Для нашей конфигурации имеем

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + i\frac{1}{\nu}\omega v = -\frac{1}{\nu}\beta\frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{1}{\nu}\beta r\Omega_x^2\theta\,, \tag{6}$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \theta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + i\frac{1}{\chi}\omega\theta = -\frac{1}{\chi}Av\,. \tag{7}$$

Ищем решения этих уравнений в виде

$$v(r,\varphi,x) = v(r\mu)\cos(n\varphi)e^{ikx}\,, \quad \theta(r,\varphi,x) = \theta(r\mu)\cos(n\varphi)e^{ikx}\,.$$

Тогда

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{r^2}n^2 v - k^2 v + i\frac{1}{\nu}\omega v = -\frac{1}{\nu}\beta\frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{1}{\nu}\beta r\Omega_x^2\theta\,, \tag{8}$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2}n^2\theta - k^2\theta + i\frac{1}{\chi}\omega\theta = -\frac{1}{\chi}Av\,. \tag{9}$$

Чтобы существовало ненулевое решение этой системы необходимо, чтобы

$$\left(-k^2 + i\frac{1}{\nu}\omega\right)\left(-k^2 + i\frac{1}{\chi}\omega\right) + \left(-\frac{1}{\nu\chi}\beta\frac{\partial \ln\theta}{\partial r} + \frac{1}{\nu\chi}\beta r\Omega_x^2\right)A = 0\,,$$

причем наиболее устойчивым будет состояние с наименьшими величинами $i\omega$ и k. Это приводит к значениям

$$i\omega_1 \approx \frac{k^2\chi\nu}{\chi+\nu} + \frac{\beta\Omega^2 A}{(\chi+\nu)k^2} \tag{10}$$

и

$$k^4 = \frac{\beta\Omega^2 A}{\chi\nu}, \qquad k = \left(\frac{\beta\Omega^2 A}{\chi\nu}\right)^{1/4}. \tag{11}$$

Заметим, что для данной конфигурации безразмерная величина – число Рэлея (Rayleigh), определяющее свойства потоков, имеет вид

$$\Re = \frac{\beta\Omega^2 A R^5}{\chi\nu}\,,$$

где R – радиус трубки.

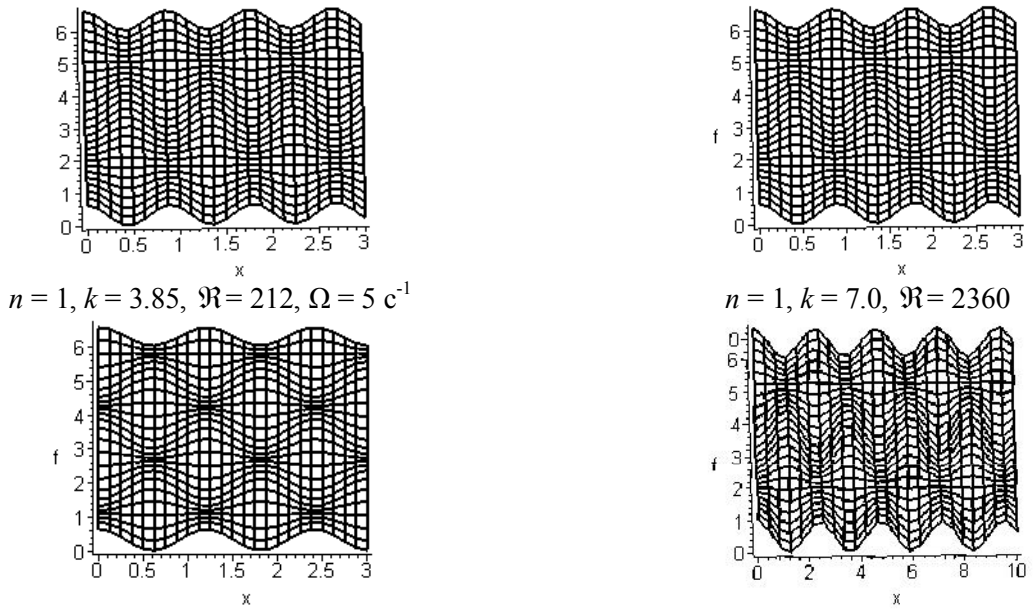
Периодичность потоков по оси x определяется величиной k. Одним из устойчивых решений системы (8), (9) при граничных условиях $v_1(r = 1) = 0$ и $\theta_1(r = 1) = 0$ будет

$$v_1(r,\varphi,x) = v_0(J_1(kr)I_1(k) - I_1(kr)J_1(k))\cos(\varphi)\cos(kx)\,,$$

$$\theta_1(r,\varphi,x)=\frac{v_0}{\Re^{1/2}}(J_1(kr)I_1(k)+I_1(kr)J_1(k))\cos(\varphi)\cos(kx)\,,$$

где $k = 3.85$.

Результаты численных расчетов для устойчивых решений при разных числах Релея приведены на рисунке. Видно, что различные наиболее устойчивые состояния имеют неоднородности типа ячеек Бенара.



$n = 1$, $k = 3.85$, $\Re = 212$, $\Omega = 5$ с$^{-1}$ $n = 1$, $k = 7.0$, $\Re = 2360$

$n = 2$, $k = 5.2$, $\Re = 625$ $n = 1$, $\Re = 50$, $k = 2.65$

Распределение потоков и температуры вдоль трубки (горизонтальная ось x) и угла поворота вокруг оси x (вертикальная ось) при разных параметрах

Заключение. В работе рассмотрены некоторые особенности динамики потоков в вихревых трубах теоретическими методами и показана возможность создания холодильных устройств путем процессов самосборки на основе эффекта Бенара и эффекта Ранка. Особенности относятся к появлению диссипативных самоорганизующихся структур, которые обычно имеют место в конвективных системах. Показано, что эти кооперативные взаимодействия играют большую роль в любой реальной нелинейной системе. Ячейки Бенара присутствуют и в вихревых трубках. Циркуляция жидкости и теплообмен реализует холодильный цикл Карно, что объясняет эффект Ранка–Хилша, но эти устройства самостоятельно создает сама жидкость. Есть другие, пока плохо исследованные «устройства», также получаемые жидкостью самостоятельно путем самосборки.

Управление процессами самоорганизации является важнейшей задачей для получения наноматериалов с заданными физико-химическими свойствами и наноустройств на их основе. В работе на примере вихревых труб рассмотрен новый подход к технологиям в химии, биологии, механике, теплотехнике и др. На пути проведения химических реакций в вихревых трубах можно получить новые материалы с уникальными свойствами.

Литература

1. Пономарев О. А. Исследование турбулентности и температуры в вихревых трубах оптическим методом // Московский науч.-техн. форум (первые Косыгинские чтения – 2017). Т. 7. Современные задачи инженерных наук. М.: ФГБОУ ВО, РГУ им. А. Н. Косыгина. 2017. С. 1860–1864.

2. Гольдштик М. А., Штерн В. Н., Яворский Н. И. Вязкие течения с парадоксальными свойствами. Новосибирск: Наука, 1989.

3. Черныш Н. К. Закрученные потоки и эффект Ранка–Хилша. Минск: Медиконт, 2006. – 352 с.

4. Арбузов В. А. и др. Наблюдение крупномасштабных гидродинамических структур в вихревой трубке и эффект Ранка // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 23. С. 84–90.

УДК 532.574:536.25

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ В ТЕЧЕНИИ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ИЗМЕРЕННЫМ ПОЛЯМ ТЕМПЕРАТУРЫ С ПОМОЩЬЮ НЕПОЛНОГО ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Н. А. Винниченко, А. В. Пуштаев, Ю. К. Руденко, Ю. Ю. Плаксина, А. В. Уваров

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Измерения полей скорости в гидро- и газодинамических течениях в настоящее время чаще всего производятся методом цифровой трассерной визуализации (PIV). К достоинствам этого метода можно отнести большой динамический диапазон регистрируемых значений скорости, высокое пространственное разрешение, а также слабое искажение исследуемого течения частицами-трассерами. Есть у PIV и недостатки: частицы не всегда точно следуют за потоком, для проведения PIV-измерений скоростных течений требуется дорогостоящий мощный импульсный лазер, из-за размера используемых трассеров и разрешения современных фотокамер объем области измерения для трехмерного PIV в настоящее время ограничен примерно 100 см^3, что совершенно недостаточно для промышленных приложений. Кроме того, в некоторых случаях, например, при проведении измерений поля скорости в воздухе в обычной комнате, добавление в поток твердых или аэрозольных частиц диаметром несколько микрон крайне нежелательно. При этом мгновенные поля температуры, усредненные вдоль пути луча, могут быть получены с помощью полностью бесконтактных методов — количественной интерферометрии, теневого фонового метода [1, 2] или инфракрасной термографии оптически тонких сред [3]. В настоящей работе рассмотрена возможность нахождения полей скорости и давления из численного решения уравнений гидродинамики, в которые подставлены найденные экспериментально распределения температуры. Этот подход, который можно назвать неполным численным моделированием (так как используются не все уравнения гидродинамики), схож с методами определения давления по данным PIV [4]. В отличие от PIV, не требуется засевать поток частицами. По сравнению с полным численным моделированием, использование экспериментальных данных вместо некоторых уравнений позволяет учесть особенности (например, асимметрию) развития течения в конкретном эксперименте и найти поля скорости и давления при наличии неизвестных источников тепла, не позволяющих определить математическую задачу для полного моделирования.

Наиболее очевидно применение неполного численного моделирования для течений, вызванных естественной конвекцией, например, для конвекции у нагретой вертикальной пластины. Течение описывается системой уравнений в приближении Буссинеска:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x}+\frac{\partial v_y}{\partial y}=0,\quad \rho_0\frac{dv_x}{dt}=-\frac{\partial p'}{\partial x}+\eta\Delta v_x,$$

$$\rho_0 \frac{dv_y}{dt} = -\frac{\partial p'}{\partial y} + \eta \Delta v_y + \beta \rho_0 g (T - T_0), \quad c_p \rho_0 \frac{dT}{dt} = \lambda \Delta T \,. \tag{1}$$

Если вместо уравнения энергии использовать экспериментальные поля температуры, интерполированные по времени и пространству, остается задача течения несжимаемой жидкости под действием заданной внешней силы – силы Архимеда. Решая ее численно, можно найти поля скорости и возмущения давления. Неполное численное моделирование позволяет найти поля скорости и давления, даже если уравнение энергии содержит неизвестные источниковые члены (например, связанные с объемной конденсацией, поглощением излучения или химическими реакциями) или неизвестны граничные условия для температуры – поскольку уравнение энергии не используется. На рис. 1 представлено сравнение измеренного теневым фоновым методом поля температуры воды и поля вертикальной скорости, полученного неполным численным моделированием, с известным автомодельным решением [5] для постоянного теплового потока, заданного на поверхности пластины. Небольшое занижение максимальной скорости в неполном численном моделировании по сравнению с автомодельным решением связано с занижением максимальной температуры при измерении теневым фоновым методом.

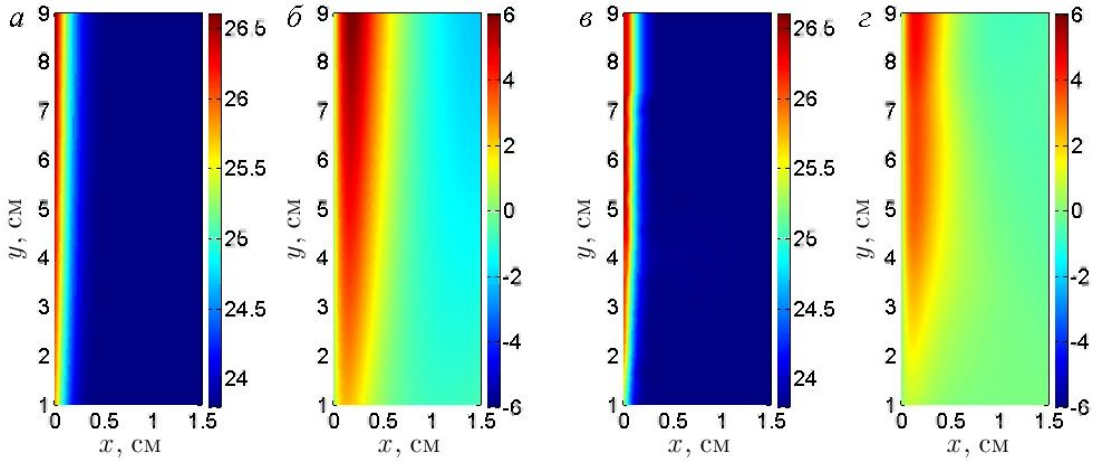


Рис. 1. Поля температуры (°C, *а*, *в*) и вертикальной скорости (мм/с, *б*, *г*) для естественной конвекции в воде вблизи нагретой вертикальной пластины. *а*, *б* – автомодельное решение [5], *в* – экспериментальное измерение теневым фоновым методом, *г* – результат неполного численного моделирования с использованием среднего по времени экспериментального поля температуры

На рис. 2 показано аналогичное сравнение для нестационарного течения – конвективной струи в воде над нагретой горизонтальной проволокой. В данном случае в неполном численном моделировании использовались 60 мгновенных экспериментальных полей температуры, полученных теневым фоновым методом при съемке с частотой 1 кадр/с. Видно, что, в отличие от идеально симметричных распределений в случае полного моделирования, поля скорости, полученные с помощью неполного моделирования, учитывают отклонение струи вправо, наблюдавшееся в конкретном эксперименте. Некоторое занижение максимальных значений скорости и возмущения давления по сравнению с полным моделированием объясняется как занижением максимальной температуры в эксперименте (ср. нижнюю часть струи на рис. 2, *а*, *д*), так и трехмерными искажениями струи в эксперименте, которые не учитываются в двумерном полном моделировании. Действительно, теневой фоновый метод измеряет распределение температуры, усредненное вдоль пути луча, поэтому развитие трехмерных возмущений приводит к уширению струи на рис. 2, *ж* и уменьшению максимального значения температуры. Неполное численное моделирование учитывает этот эффект и позволяет получить поля скорости и давления, также усредненные вдоль направления съемки.

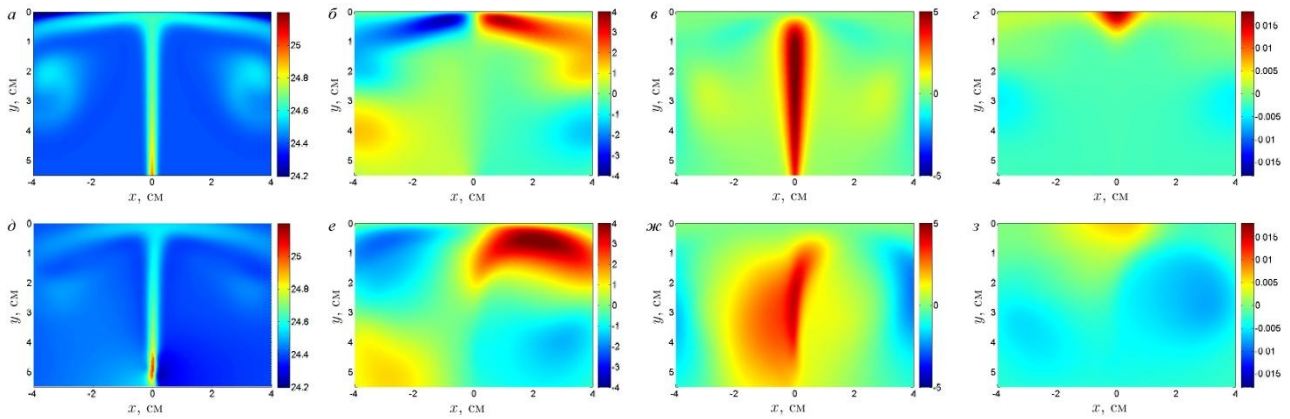


Рис. 2. Поля температуры (°C, *а*, *д*), горизонтальной скорости (мм/с, *б*, *е*), вертикальной скорости (мм/с, *в*, *ж*) и возмущения давления (Па, *г*, *з*) для конвективной струи в воде, вызванной нагревом горизонтальной проволоки, установленной на глубине 6 см. *а–г* – полное численное моделирование, *д* – экспериментальное измерение теневым фоновым методом, *е–з* – результат неполного численного моделирования с использованием экспериментального поля температуры. t = 60 с после начала нагрева проволоки

В случае сжимаемых течений, например, сверхзвуковых течений в аэродинамических трубах, также можно найти поля скорости и давления с помощью неполного численного моделирования, заменив уравнение непрерывности экспериментальными полями плотности, полученными теневым фоновым методом или с помощью интерферометрии. И в этом случае преимуществом неполного численного моделирования по сравнению с полным моделированием будет учет особенностей течения в реальном эксперименте, а по сравнению с PIV-измерениями – отсутствие необходимости дополнительных экспериментов с использованием мощного лазера и засева потока частицами.

Литература

1. Vinnichenko N.A., Uvarov A.V., Plaksina Yu.Yu. Combined study of heat exchange near the liquid–gas interface by means of background oriented schlieren and infrared thermal imaging // Exp. Therm. Fluid Sci. 2014. Vol. 59. P. 238–245.

2. Vinnichenko N. A., Pushtaev A. V., Plaksina Yu. Yu., Rudenko Yu. K., Uvarov A. V. Horizontal convection driven by nonuniform radiative heating in liquids with different surface behavior // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. Vol. 126, Pt B. P. 400–410.

3. Vinnichenko N., Plaksina Yu., Yakimchuk O., Soldatenkova K., Uvarov A. Air flow temperature measurements using infrared thermography // Quant. InfraRed Thermogr. J. 2017. Vol. 14, No. 1. P. 107–121.

4. van Oudheusden B. W. PIV-based pressure measurement // Meas. Sci. Technol. 2013. Vol. 24. P. 032001.

5. Kakac S., Yener Y., Pramuanjaroenkij A. Convective heat transfer (3rd ed.). Boca Raton: CRC Press, 2013.

УДК 536.3:535.2

К ОСОБЕННОСТЯМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА В ДИФФУЗНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ В ЗОНАЛЬНОМ МЕТОДЕ

Д. К. Винокуров

АО «ЦНИИмаш», г. Королёв, Россия

Задача расчета радиационного теплообмена или переноса излучения в системе тел с поверхностями сложной формы при наличии диатермичной среды возникает во многих приложениях при определении температур конструкции, освещённостей поверхностей, построении реалистичных изображений. В настоящее время для определения потоков излучения на поверхности элементов системы широко используется зональный метод, предложенный Г.Л. Поляком [1], в котором поверхность системы разбивается на конечные площадки – зоны, теплофизические характеристики каждой из которых принимаются постоянными по всей её поверхности. При этом наиболее часто применяется диффузное приближение характера излучения и отражения с использованием угловых коэффициентов (УК) излучения. Расчет УК при этом производится различными численным методами.

Согласно [2] *угловой коэффициент излучения*[*] между поверхностями A_I и A_J – доля потока собственного (исходящего) излучения поверхности A_I, непосредственно попавшего на поверхность A_J. Различают следующие виды УК: *элементарный УК* df_{i-j} между элементарными площадками a_i и a_j; *локальный или местный УК* f_{i-j} между элементарной площадкой a_i и поверхностью конечного размера A_J; *средний УК* F_{I-J} между поверхностями конечного размера A_I и A_J. В зональной модели при диффузном характере излучения и наличии диатермичной среды УК является чисто геометрической характеристикой и называется диффузным угловым коэффициентом.

Для двух зон, представляющих из себя поверхности A_I и A_J, ограниченные контурами C_I и C_J (рис. 1), УК можно записать в виде

$$F_{I-J} = \frac{1}{\pi A_I} \int_{A_I} \int_{A_J} \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j \delta_{i-j}}{r_{i-j}^2} a_j a_i \,, \tag{1}$$

$$F_{I-J} = \frac{1}{\pi A_I} \oint_{C_I} \oint_{C_J} \ln r_{i-j} d\mathbf{c}_j \cdot d\mathbf{c}_i \,, \tag{2}$$

где $a_i \equiv dA_I$ и $a_j \equiv dA_J$ – элементарные поверхности (площади) с нормалями $\mathbf{n}_i$ и $\mathbf{n}_j$; $d\mathbf{c}_i$, $d\mathbf{c}_j$ – элементарные направленные отрезки на контурах; $\mathbf{r}_{i-j}$ – вектор от центра a_i к центру a_j либо от $d\mathbf{c}_i$ к $d\mathbf{c}_j$; δ_{i-j} – коэффициент видимости, учитывающий наличие возможных препятствий между элементарными площадями и равный 1, если препятствий нет, и 0, если элементарные площади «не видят» друг друга.

Помимо указанных формул имеются другие, приведенные в [3]. Там же проведен анализ существующих методов расчета УК. Однако вопрос точности остается не до конца изученым, несмотря на большое количество работ на эту тему. Авторы исследований, как пра-

[*] В англоязычной литературе встречаются термины *view factor, interchange factor, exchange factor, angle factor, configuration factor, geometric configuration factor, distribution factor* и др.; в русскоязычной – *форм-фактор, коэффициент вида, коэффициент облучённости, угловое отношение, коэффициент освещённости* и др.

вило, рассматривая тот или иной метод, ограничиваются анализом точности, сравнивая известные аналитические решения для определенных конфигураций поверхностей с полученными значениями. При этом не говорится, что погрешность расчета определяется не только используемым методом, но и собственно конфигураций. А именно: минимальным и максимальным расстояниями между поверхностями, углами между нормалями, минимальным и максимальным углами между нормалями и отрезком, соединяющим точки на поверхностях.

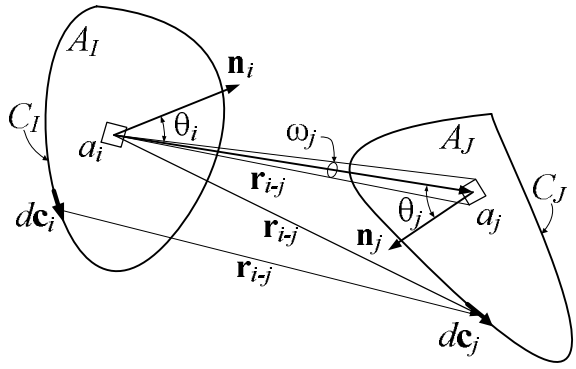


Рис. 1. К определению угловых коэффициентов: A_I – I-я площадка, поверхность, зона; площадь зоны; a_i – элементарная площадь на площадке или зоне A_I; C_I – контур поверхности A_I; $d\mathbf{c}_i$ – элементарный направленный отрезок на контуре c_I; $\mathbf{n}_i$ – единичная нормаль к a_i; $\mathbf{r}_{i-j}$ – вектор от центра a_i к центру a_j либо от центра a_i к $d\mathbf{c}_j$, либо от $d\mathbf{c}_i$ к $d\mathbf{c}_j$ (в зависимости от используемого метода); θ_i – угол между нормалью $\mathbf{n}_i$ и отрезком $\mathbf{r}_{i-j}$; ω_j – элементарный телесный угол, охватывающий a_j

При расчётах зачастую не уделяется внимание, каким методом производится расчет УК. В действительности не все методы могут быть использованы при расчете УК в ряде взаимных конфигураций поверхностей.

Часто используемые методы интегрирования Гаусса в ряде случаев приводят к погрешностям в сотни процентов по отношению к точным значениям.

Методы Монте-Карло также могут использовать различные алгоритмы и иметь как различные точности расчета, так и различную ресурсоемкость. При этом использование одного и того же метода в одной модели может приводить к значительно различающимся результатам в части точности и затраченных ресурсов. Например, используя метод интегрирования по площадям с фиксированным количеством разбиений сторон четырехугольников для пар, расстояние между которыми в десятки раз превышает их характерный размер, для точности 1% достаточно разбиений на 2, в то время как для площадок, стороны которых совпадают, метод не дает удовлетворительно результата даже при разбиениях на сотни элементов. То же самое касается методов контурного интегрирования. Для примера рассмотрим три конфигурации треугольников (рис. 2) и выполним расчёты УК по формуле (2) с использованием квадратурных формул Гаусса и средних при разном количестве разбиений n сторон треугольников.

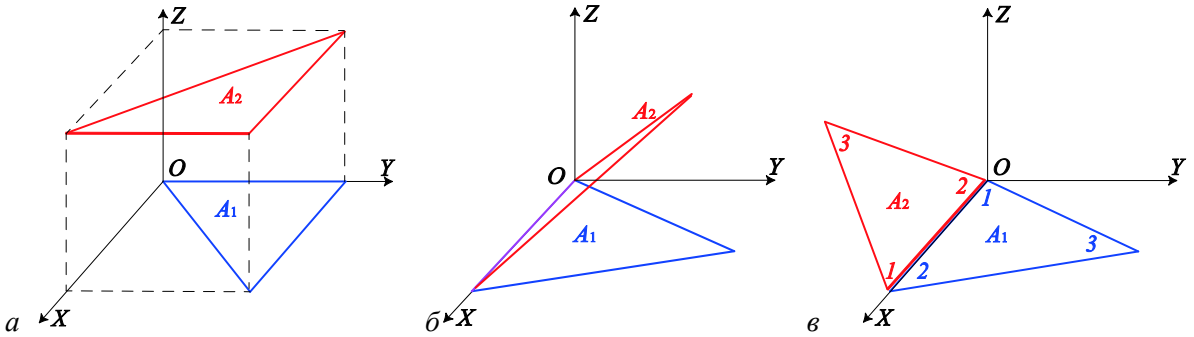


Рис. 2. Конфигурация двух треугольников: а) пример 1; б) пример 2; в) пример 3

Результаты расчётов УК контурным интегрированием и сравнение с точными аналитическими значениями приведены на рис. 3, значения относительных погрешностей расчёта δ – на рис. 4.

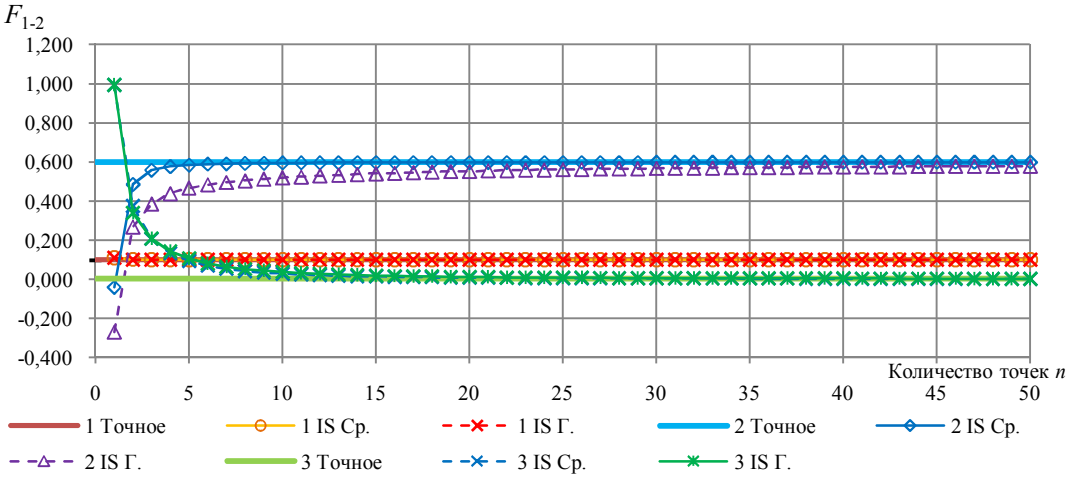


Рис. 3. Результаты расчётов УК контурным интегрированием

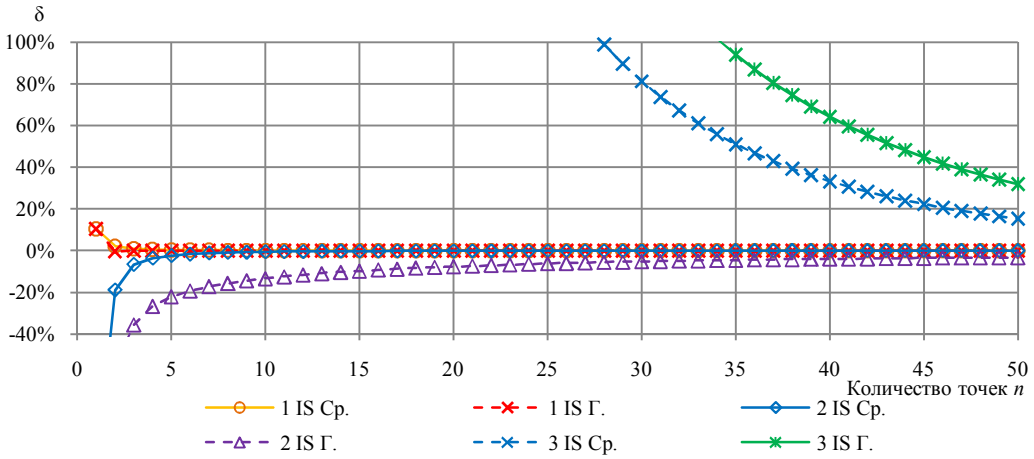


Рис. 4. Значения относительных погрешностей расчёта

Ясно видно, что сходимость решений к точному значению зависит от конфигурации, используемого метода и количества разбиений сторон. При этом конфигурация 1 дает результат с погрешностью 10% даже при отсутствии разбиений сторон, конфигурация 2 с квадратурами средних – начиная с $n = 3$, а с квадратурами Гаусса – лишь при $n = 15$. В конфигурации 3 мы не получаем приемлемых погрешностей даже при $n = 50$.

В связи с указанным выше актуальной является разработка универсального алгоритма, который позволил бы для одной модели использовать при расчетах УК разные методы, зависящие от взаимного расположения площадок и требуемой точности расчетов.

Для выполнения такой задачи была проведена систематизация существующих методов и алгоритмов расчета УК [4] и на их основе построен алгоритм, включающий в себя практически все известные на сегодняшний день алгоритмы расчета УК (рис. 5).

Для полноценной работы универсального алгоритма необходимо осуществить выбор соответствующего метода для конкретной геометрической модели при расчете УК для конкретной пары площадок конкретной конфигурации.

Одним из способов принятия решения о выборе метода может быть использование нейронных сетей. Для глубокого обучения сети необходимо иметь массив конфигураций, методов, расчетных и точных значений. Такой массив можно получить, генерируя случайным образом геометрическую модель с последующими расчетами по различным методам с различными параметрами, а также по точной аналитической формуле.

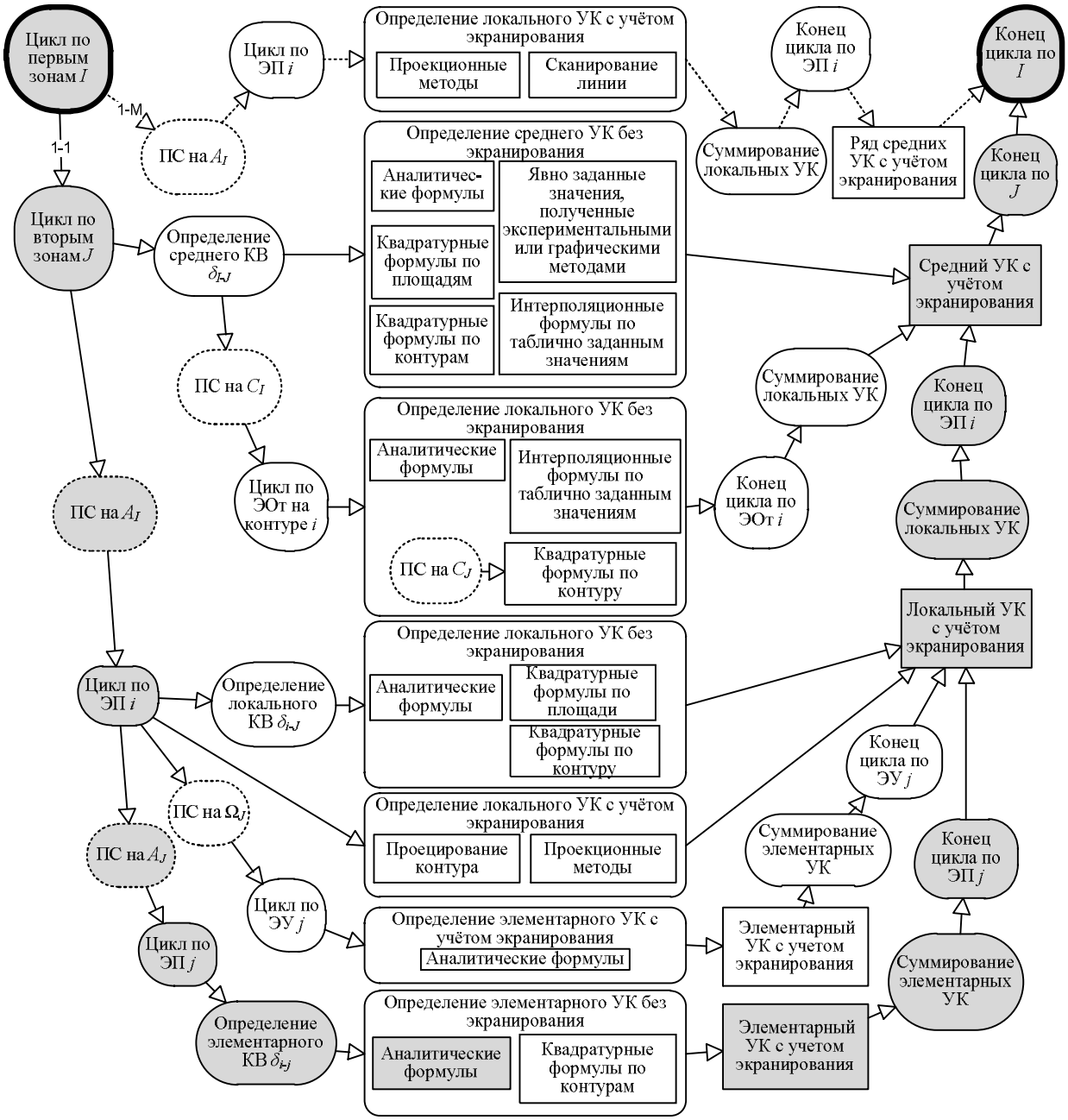


Рис. 5. Обобщённый алгоритм расчета УК: ПС – построение сетки; ЭП – элементарная площадка; ЭОт – элементарный отрезок; ЭУ – элементарный телесный угол; КВ – коэффициент видимости

Литература

1. Поляк Г. Л. Алгебра однородных потоков // Изв. энерг. ин-та им. Г. М. Кржижановского АН СССР. 1935. Т. 3, вып. 1–2. С. 53–75.

2. Блох А. Г., Журавлев Ю. А., Рыжков Л. Н. Теплообмен излучением. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 432 с.

3. Винокуров Д. К. Классификация методов расчёта диффузных угловых коэффициентов излучения // Матем. моделирование. 2019. Т. 31, № 12. С. 57–70.

4. Винокуров Д. К. Построение обобщенного алгоритма расчёта диффузных угловых коэффициентов излучения // Матем. моделирование. 2020. Т. 32. № 1. С. 71–84.

УДК 532.526;542

СТРУКТУРА ПОТОКА И КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН НА ЧАСТИЧНО ГОФРИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Г. А. Воропаев[1,2], А. А. Баскова[1]

[1]Институт гидромеханики НАН Украины, г. Киев, Украина
[2]Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского», г. Киев, Украина

Интенсивность конвективного теплообмена определяет энергоэффективность многих типов теплообменных аппаратов, в том числе трубчатых. Вклад конвективной составляющей зависит от ряда факторов – физических свойств теплоносителя, геометрических параметров теплообменной поверхности, режимных параметров течения – определяющих структуру потока. Вихревая структура потока приводит к локальному изменению толщины теплового пограничного слоя, являющегося естественным тепловым сопротивлением, или его разрушению, перемешивая жидкость из разных температурных слоев, и, следовательно, к увеличению конвективной составляющей теплообмена [1]. Повлиять на зарождение и развитие вихревой структуры можно как изменением режимных параметров, так и изменением формы теплообменной поверхности. Последний способ относится к так называемым пассивным методам интенсификации теплообмена и включает в себя изменение шероховатости поверхности, создание выступов и впадин всевозможных форм и размеров, в том числе и гофрирование. Однако изменение геометрии теплообменной поверхности приводит, как правило, к увеличению гидравлического сопротивления. Уменьшить гидравлическое сопротивление можно с помощью частичного структурирования поверхности и подбора формы гофра, исключающей уменьшение площади проходного сечения. Влиянию формы гофрированной поверхности на интенсивность теплообмена посвящен ряд работ, в том числе [2, 3], в которых представлены интегральные результаты гидравлических потерь и теплообмена на гофрированной поверхности в достаточно большом диапазоне чисел Рейнольдса, что позволяет допустить, что речь идет о переходном и турбулентном режимах течения. Однако связать эти результаты с изменением масштабов вихревой структуры течения невозможно, так как в зависимости от отношения амплитуды волны гофра к ее длине структура течения существенно меняется при одном и том же числе Рейнольдса.

В данной работе рассмотрено формирование течения на начальном участке трубы с гофрированной вставкой прямого и витого типа при переходном числе Рейнольдса в сравнении с гладкой трубой того же радиуса на основании численного решения нестационарной системы уравнений Навье–Стокса в пакете Ansys Fluent. Исследуемый участок трубы состоял из входного патрубка L_1 = 1500 мм, гофрированной вставки S = 280–300 мм, выходного патрубка L_2 = 1620–1640 мм радиусом R_0 = 35 мм (рис. 1). Длина волны гофра составляла w = 20 мм, высота $2a$ = 6 мм, угол наклона гофрирования к оси трубы β = 70°, 80°, 90°.

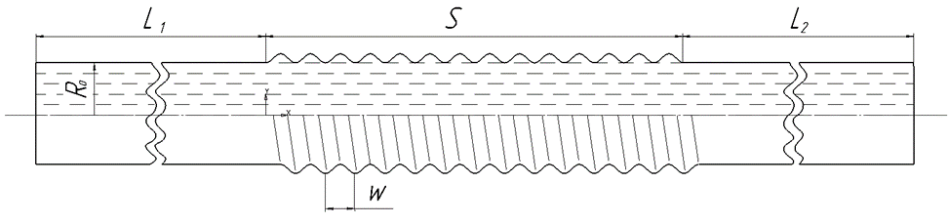


Рис. 1. Геометрия исследуемого объекта

В докладе представлены результаты исследований, проведенных при следующих граничных условиях. На входе в трубу задавались постоянные скорость (Re = 5300) и температура (T = 333 К), на стенке – условия прилипания и постоянная температура (T = 283 К). Разностная сетка строилась со сгущением у стенок трубы в области пограничного слоя, $h^+ = ((\tau/\rho)^{0,5}\cdot\Delta r)/\nu = 0{,}4$. Количество ячеек составляло порядка 5,2 млн. Более подробно методика проведения численного эксперимента описана в [5].

Проведенные исследования показали возникновение и развитие классических волновых и вихревых возмущений ламинарного пограничного слоя, формирующегося на поверхности трубы. При рассмотренных числе Рейнольдса и температурном напоре расстояние, на котором эти возмущения достигают конечных величин, составляет порядка x/d = 16–20, что несколько меньше длины входного патрубка, за которым располагается гофрированная вставка. Таким образом, рассматривается развитие естественных возмущений течения на структурированной поверхности. Возникновение и развитие возмущений на начальном участке гладкой трубы определяется взаимодействием волн давления и завихренности, в результате которого формируются осесимметричные чередующиеся торообразные вихревые структуры. Продольные сечения этих вихревых структур имеют эллипсоидальную форму с достаточно большим значением отношения длин осей. Последующее изменение направления вращения этих структур вызывает осцилляции продольной скорости. Это регулярное нарастание возмущений потока практически не сказывается на интенсивности теплообмена. При достижении определенных амплитуд возмущений устойчивость вихревых структур резко нарушается, что приводит к локальному повышению давления и появлению субгармоник и их биению, что объясняет локальные зоны повышенного теплообмена и отражено на рис. 2 в виде Q-визуализации для малых значений параметра Q (Q = 0,005). Вместе с тем, возникающая нерегулярность возмущений и их масштабов достаточно адекватно описывается на рассмотренном сеточном шаблоне.

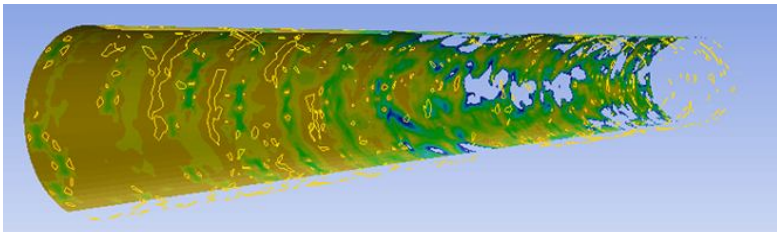


Рис. 2. Q-визуализация течения в гладкой трубе на участке x/d = 11–22

В области гофрирования собственные вихревые образования потока взаимодействуют с вихревыми образованиями, генерируемыми гофрированной поверхностью. Масштабы вихревых образований, генерируемых рассматриваемой гофрированной вставкой, определяются отношением амплитуды и длины волны гофра (в приведенных результатах $2a/w$ = 0,3). Q-визуализация позволяет выделить изоповерхности завихренности генерированных вихревых структур, отвечающих геометрии поверхности гофрированной вставки, существенно большей интенсивности в пристенной области (рис. 3) при параметре Q = 50. Угол наклона азимутальной завихренности вихревых образований практически совпадает с углом наклона волны гофрированной поверхности. Во входном патрубке одиночные изоповерхности завихренности такой интенсивности регистрируются ближе к его концу и не имеют регулярного характера. Окрашивая эти вихревые структуры локальными значениями температуры, можно судить об интенсивности перемешивания жидкости этими вихрями. При этом, покидая гофрированный участок, эти вихревые образования достаточно быстро теряют свою интенсивность, но сохраняют форму при винтовом гофрировании, в то время как при прямом торообразная вихревая структура распадается на отдельные продольные вихревые образования, оставаясь в пристенной области.

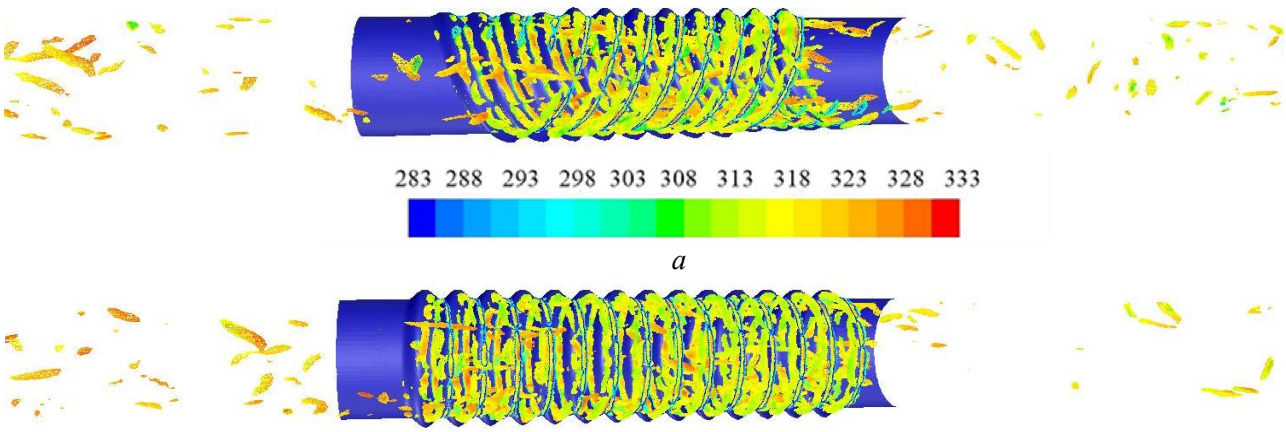


Рис. 3. *Q*-визуализация течения в гофре при β = 70° (*а*) и при β = 90° (*б*)

Внутри углублений гофрированной поверхности формируются достаточно устойчивые торообразные вихревые образования, что приводит к локальному снижению напряжения трения и уменьшению теплоотдачи. На гребнях гофра, где толщина пограничного слоя минимальна, напротив, наблюдается существенное возрастание напряжения трения и интенсивности теплоотдачи. При этом, при рассмотренных параметрах отмечается и влияние собственных возмущений потока, которые имеют длины волн двукратно превышающие длину волны гофров и перемещаются с фазовой скоростью близкой к среднерасходной скорости потока, на интенсивность локального нестационарного теплообмена в соответствии со скоростью прохождения собственной волны завихренности (рис. 4).

Значение теплогидравлических характеристик в области гофрированной вставки существенным образом зависит от протяженности гофрированной вставки, из-за постепенного развития вихревой структуры потока от гофра к гофру (рис. 4). В первых гофрах преобладают моновихревые структуры, что обуславливает существенно малые значения напряжения трения (рис. 4, *а*), так как существует устойчивое возвратное течение, при этом число Нуссельта (рис. 4, *б*) увеличивается при β = 90° по сравнению с аналогичным участком гладкой трубы, но значительно меньше при витом гофрировании.

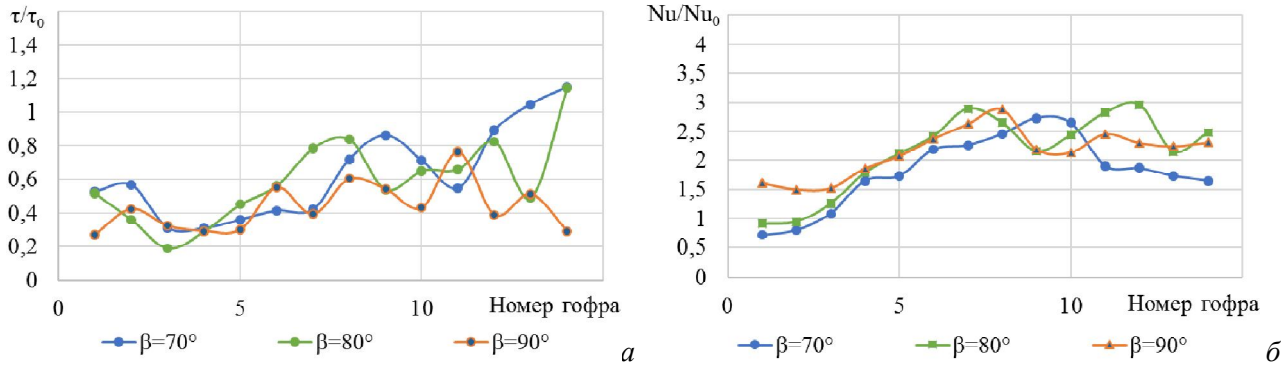


Рис. 4. Осредненные по площади трубы на длине волны и приведенные к значениям в трубе напряжение трения (*а*) и число Нуссельта (*б*) в области гофрированной вставки

Напряжения трения остаются меньшими по сравнению с гладкой трубой на протяжении всей гофрированной вставки при возросшем перепаде давления, но интенсивность теплообмена вырастает за счет выбросов вихревых образований из углублений гофра. Поэтому во внутренних течениях на структурированных поверхностях аналогия Рейнольдса должна связывать интенсивность теплообмена с гидравлическими потерями.

В результате интенсивность теплообмена на участке гофрированной вставки возросла более чем 2,1 раза (при β = 90° и 80°) по сравнению с теплообменом на участке гладкой трубы такой же протяженности и находящимся на таком же удалении от входа, при этом возрастание площади поверхности не превышало 23%. Уменьшение угла наклона волны гофра приводит к относительному уменьшению интенсивности теплообмена, так теплообмен при β = 70° составил 80% теплообмена при β = 90°, что можно объяснить увеличением устойчивости потока за счет скольжения потока внутри углублений гофра и, соответственно, ухудшения массообмена (рис. 3, *б*).

Гидравлическое сопротивление гофрированного участка также зависит от угла волны гофра β. Так прямое гофрирование характеризуется наибольшими гидравлическими потерями (до 1,7 раз, по сравнению с гладкой трубой), так как, в отличие от витого, имеет переменную площадь поперечного сечения вдоль волны гофра. При β = 80° значение гидравлического сопротивления гофрированного участка составляет 1,6 величины потерь аналогичного участка гладкой трубы, а при β = 70° эта величина уменьшается до величины 1,4.

Таким образом, в рассмотренном диапазоне гофрированных поверхностей при данном числе Рейнольдса и тепловом напоре винтовое гофрирование с углом наклона волны гофра β = 80° наиболее эффективно с коэффициентом эффективности

$$\zeta = \frac{\mathrm{Nu} / \mathrm{Nu}_0}{\lambda / \lambda_0} = 1.34.$$

Обозначения

h^+ – безразмерное расстояние от стенки; τ – напряжение трения на стенке, Па; ρ – плотность теплоносителя, кг/м^3;·Δr – поперечный размер пристеночной ячейки сетки разбития, м; ν – кинематическая вязкость, м^2/с; λ – коэффициент сопротивления.

Литература

1. Халатов А. А. Новые вихревые технологии аэротермодинамики в энергетическом газотурбостроении. Часть 3. Совершенствование термогазодинамических процессов // Промышленная теплотехника. 2008. Т. 30, № 6. С. 5–19.

2. Vicente P. G., Garc A., Viedma A. Experimental investigation on heat transfer and frictional characteristics of spirally corrugated tubes in turbulent flow at different Prandtl numbers // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47. P. 671–681.

3. Oviedo-Tolentino F., Romero-Mendez R., Hernandez-Guerrero A., Giron-Palomares B. Experimental study of fluid flow in the entrance of a sinusoidal channel // Int. J. of Heat and Fluid Flow. 2008. Vol. 29, No. 5. P. 1233–1239.

4. Nazri M. N., Tholudin M. Lazim, Shahrir Abdulla, Zaid S. Kaeem, Ammar F. Abdulwahd Corrugation Profile Effect on Heat Transfer enhancement of laminar flow Region // Intern. Conference on Mechanical And Industrial Engineering (ICMAIE'2015). Kuala Lumpur (Malaysia), 2015. P. 93–98.

5. Баскова А. А., Воропаев Г. А. Структура вихревого неизотермического течения на начальном участке трубы при переходных числах Рейнольдса // Гидродинамика и акустика. 2018. Т. 1 (91), № 2. С. 117–131.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

РАСЧЕТ РАВНОВЕСНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ АДИАБАТИЧЕСКОЙ СТЕНКИ, ОБТЕКАЕМОЙ СВЕРХЗВУКОВЫМ ГАЗОКАПЕЛЬНЫМ ПОТОКОМ

И. В. Голубкина, А. Н. Осипцов

НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия
giv-mm@mail.ru

Введение. В работе представлена задача об обтекании плоской теплоизолированной пластины сверхзвуковым потоком вязкого теплопроводного газа при наличии капель, образовавшихся в результате скачка конденсации выше по течению. Исследования влияния дисперсной примеси на характер течения и теплообмен в пограничном слое имеют уже значительную историю. Обзор литературы можно найти, например, в [1, 2]. В настоящей работе рассматриваются условия, при которых не происходит испарения и конденсации жидкой фазы в пограничном слое. При этом температура капель меняется из-за внешних условий, а поскольку температуропроводность жидкости невысока, то необходимо учитывать запаздывание в прогревании вещества внутри капли. Для этого, наряду с уравнениями двухконтинуальной модели, в каждой точке расчетной области решается уравнение теплопроводности по объему капли. В межфазном обмене импульсом, помимо силы аэродинамического сопротивления капель, учитывается боковая сила Сэфмана [3], обусловленная сдвиговым характером потока вблизи стенки. Под воздействием силы Сэфмана капли выносятся на обтекаемую поверхность, формируя тонкую пленку.

Цель работы – дать количественную оценку снижения равновесной температуры адиабатической стенки благодаря наличию в потоке конденсированной фазы.

Математическая модель. Математическая модель течения построена с учетом основных положений теории двухфазного ламинарного пограничного слоя [1] с малой объемной концентрацией капель. Массовая концентрация частиц при этом конечна, но достаточно мала. Дисперсная фаза описывается уравнениями континуума, лишенного собственных напряжений [4]; столкновениями и броуновским движением капель пренебрегается. Для несущей фазы используется модель сжимаемого совершенного теплопроводного газа с постоянными теплоёмкостями, вязкость и теплопроводность газа зависят от температуры по степенному закону.

Декартова система координат (Oxy) связана с началом полубесконечной плоской пластины, ось x совпадает с поверхностью пластины. Подробности вывода системы уравнений двухфазного пограничного слоя с учетом принятых предположений можно найти в [5], здесь приведем итоговую систему в безразмерном виде:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0,$$

$$\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y}\right) = \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right) - \alpha\mu n_s(u - u_s),$$

$$\rho\left(u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y}\right) = \frac{1}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \mathrm{Ec}\,\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 - \frac{2}{3}\frac{\alpha}{\mathrm{Pr}}n_s\lambda(T - T_{sw}) + \alpha\mathrm{Ec}\,n_s\mu(u - u_s)^2,$$

$$p = \rho T \quad \mu = \lambda = T^{\omega},$$

$$\frac{\partial n_s u_s}{\partial x} + \frac{\partial n_s v_s}{\partial y} = 0,\ u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial u_s}{\partial y} = \mu(u - u_s),$$

$$u_s \frac{\partial v_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial v_s}{\partial y} = \mu(v - v_s) + \kappa(u - u_s)\sqrt{\mu\rho\left|\frac{\partial u}{\partial y}\right|},$$

$$u_s \frac{\partial T_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial T_s}{\partial y} = \frac{2}{9\,\mathrm{Pr}\,\chi B}\left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial T_s}{\partial r}\right).$$

Индекс s обозначает параметры частиц, ρ, *u*, *v*, *T*, λ, μ – безразмерные плотность, компоненты скорости, температура, коэффициент теплопроводности, динамическая вязкость газа; n_s – числовая концентрация капель, T_{sw} – температура поверхности капель, *r* – радиальная координата, связанная с центром капли. В качестве характерных масштабов взяты параметры невозмущенного потока, характерной продольной длины – стоксовская длина релаксации [4], масштаба поперечной координаты – толщина пограничного слоя. Определяющие параметры задачи: число Эккерта Ec, число Прандтля Pr, коэффициент κ, характеризующий величину силы Сэфмана, относительная массовая концентрация частиц α, отношение коэффициентов теплопроводности фаз *B*, отношение теплоемкостей фаз χ, показатель степени ω.

Граничные условия для приведенной системы уравнений определяются следующим образом:

1. В начальном сечении:

$$x = 0,\ y > 0:\ u = u_s = 1, v = v_s = 0,\ \rho = n_s = 1,\ T = T_s = T_{sw} = 1.$$

2. На поверхности пластины:

$$y = 0:\ u = v = 0,\quad \left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0} + \alpha\chi\mathrm{Pr}\left(n_s v_s \frac{T - \langle T_s\rangle}{T^{\omega}}\right)\Big|_{y=0} = 0.$$

3. На верхней границе расчетной области – условия сращивания с внешним плоскопараллельным невозмущенным потоком.

4. Для уравнения теплопроводности – условие непрерывности тепловых потоков на границе капли:

$$\frac{\partial T_s}{\partial r} = B T_{sw}^{\omega}(T - T_{sw}).$$

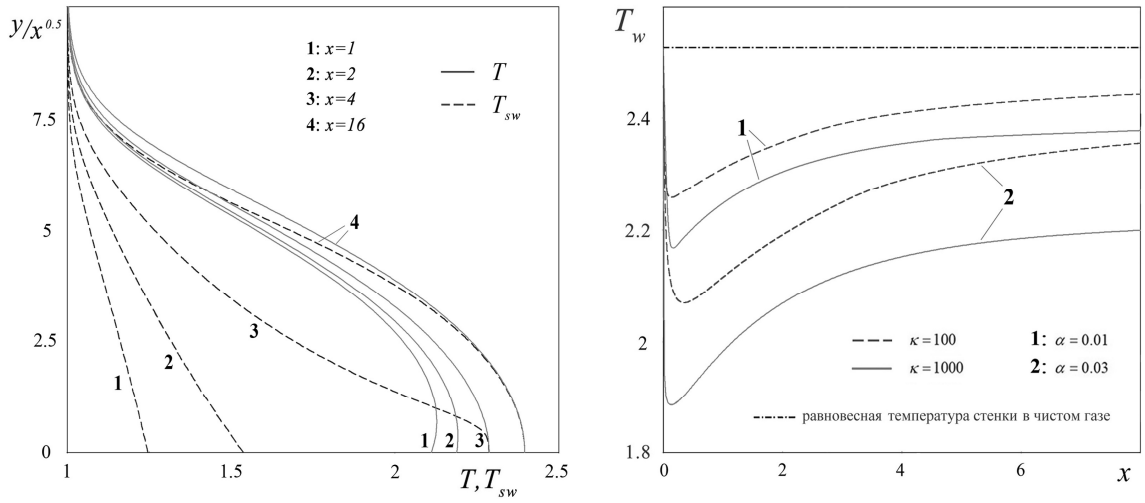
Результаты численных расчетов. Для численного интегрирования уравнений двухфазного пограничного слоя используется неявная разностная схема с первым порядком аппроксимации по продольной координате и вторым порядком – по поперечной. Для нахождения распределения переменных *u, v, T,* u_s, v_s, n_s на следующем слое по *x* используется метод прогонки. Производные по поперечной координате заменяются центральными разностями, а по продольной координате – направленными разностями.

Для вычисления температуры внутри и на поверхности капель в каждой точке расчетной области решается уравнение теплопроводности также методом прогонки. Радиальная координата *r* используется в качестве переменной прогонки, а в качестве маршевой переменной – продольная координата *x*.

Численные расчеты проводились для различных значений коэффициента κ и массовой концентрации капель в набегающем потоке α, при этом значения других определяющих параметров фиксированы: Ec = 3.6, Pr = 0.72, ω = 1, *B* = 0.04, χ = 4.

На рисунке, *а* показаны профили температур газа и поверхности капель для α = 0.03, κ = 100. Распределение безразмерной температуры адиабатической стенки T_w вдоль оси *x* для различных значений определяющих параметров представлено на рисунке, *б*. Для сравнения там же приведена равновесная температура стенки в чистом газе. С возрастанием массовой

концентрации конденсированной фазы степень охлаждения стенки заметно увеличивается. Например, при начальных значениях массовой концентрации капель около процента наблюдается снижение температуры стенки примерно на 10%. Кроме того, более интенсивному охлаждению стенки способствует увеличение коэффициента подъемной силы Сэфмана (параметра к).



а *б*

Профили безразмерной температуры несущей фазы T и температуры поверхности капель T_{sw} (*а*); распределение равновесной температуры стенки T_w (*б*)

Выводы

На основании численных расчетов исследована структура газокапельного пограничного слоя на плоской стенке. Для корректного расчета межфазного теплообмена при отсутствии фазовых переходов учтена неоднородность температурного поля внутри капель. Получена количественная оценка снижения равновесной температуры стенки в результате выпадения на нее относительно холодных капель. Установлено, что степень охлаждения стенки существенно зависит от параметров к и α. Температура стенки тем ниже, чем больше значение силы Сэфмана и чем выше массовая концентрация капель в сверхзвуковом потоке.

Исследование выполнено за счет средств РНФ (проект 19-19-00234).

Литература

1. Osiptsov A. N. Mathematical modeling of dusty-gas boundary layers // Appl. Mech. Rev. 1997. V. 50. P. 357–370.

2. Леонтьев А. И., Осипцов А. Н., Рыбдылова О. Д. Пограничный слой на пластине в сверхзвуковом газокапельном потоке. Влияние испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки // ТВТ. 2015. Т. 53, № 6. С. 910–917.

3. Saffman P. G. The lift on a small sphere in a slow shear flow// J. Fluid Mech. 1965. Vol. 22. P. 385. Corrigendum: J. Fluid Mech. 1968. Vol. 31. P. 628.

4. Marble F. E. Dynamics of dusty gases // Annu. Rev. Fluid Mech. 1970. Vol. 2. P. 397–446.

5. Голубкина И. В., Осипцов А. Н. Влияние примеси неиспаряющихся капель на структуру течения и температуру адиабатической стенки в сжимаемом двухфазном пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ. 2019. № 3. С. 58–69.

УДК 536.24

ТЕЧЕНИЕ He-II В U-ОБРАЗНОМ КАНАЛЕ С МОНОДИСПЕРСНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ЗАСЫПКОЙ ПРИ НАЛИЧИИ ОСЕВОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

А. А. Градусов, П. В. Королев, Ю. Ю. Пузина

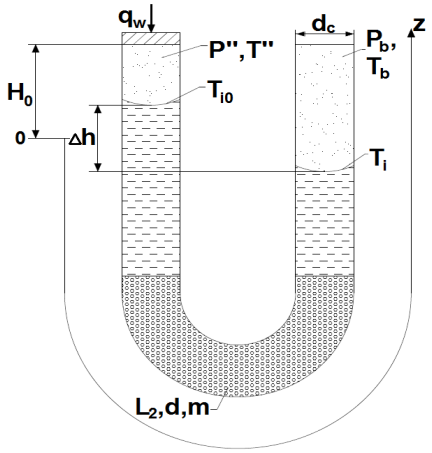
Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Введение. Итогом проведенных ранее исследований проблемы течения сверхтекучего гелия (He-II) в капилляре с паром при наличии осевого теплового потока стал вывод о возможности движения He-II не только от источника теплоты, но и к источнику [1]. В этом заключается одно из принципиальных отличий гелия-II от обычных жидкостей [2]. При длине столбика (перемычки) гелия в капилляре, превышающей некоторую величину, He-II движется по направлению к источнику теплоты. Длина, при которой скорость движения жидкой перемычки равна нулю, получила название «реверсивной». Полученные впоследствии экспериментальные данные для случая ламинарного нормального и безвихревого сверхтекучего движений He-II подтвердили теоретическую модель [3]. Исследовалось течение перемычек. При этом эксперименты с гелием-II и гелием-I в капиллярах диаметром 250 мкм, но различной длины, показали, что в одинаковых диапазонах температур и тепловых нагрузок граница раздела фаз гелий-II–пар при длине капилляра 8 м движется к нагревателю, а в капилляре длиной 8 см – от нагревателя. Для других режимов течения нормального и сверхтекучего компонентов гелия-II движение He-II к нагревателю возможно при выполнении определенных условий, связанных уже не только с длиной перемычки гелия-II, но и с величиной плотности теплового потока [4].

Выполненный позднее [5] анализ течения гелия-II через систему микроканалов, образованных в результате засыпки монодисперсных шариков в прямой горизонтальный канал «большого» (больше капиллярной постоянной) диаметра на определенном участке его длины, показал, что и в этом случае, также как и в одиночном капилляре, возможна ситуация, когда перемычка сверхтекучего гелия будет двигаться к нагревателю. Была получена формула для определения реверсивной длины пористой засыпки, при превышении которой должно происходить обращение направления движении гелия-II. Поскольку проведение экспериментов по изучению течения He-II в прямом горизонтальном канале «большого» диаметра трудновыполнимо, предлагается заменить прямой горизонтальный канал U-образным с такой же монодисперсной пористой засыпкой. Таким образом, возникла необходимость в построении модели течения He-II в системе описанного типа.

Постановка задачи. В U-образном канале диаметром d_c размещена пористая вставка длиной L_2, представляющая собой монодисперсную засыпку шариков диаметром d (рисунок). Участок канала, заполненный He-II, имеет известную длину L_0. В левом (закрытом) колене капилляра расположен нагреватель, плотность теплового потока, подающегося с этого нагревателя, равна q_w. Между объемом He-II и нагревателем и существует паровая полость. Теплота поступает от нагревателя к пару и от него к He-II (жидкой перемычке). Давление в паровой полости, отделяющей жидкую перемычку от нагревателя, обозначим как P''. В непосредственной близости (в макроскопическом смысле) от межфазной границы He-II–пар в правом колене канала поддерживается постоянное давление пара P_b. Толщина паровой пробки достаточно мала, чтобы обеспечить передачу теплоты при приемлемой величине температурного перепада. Необходимо установить взаимосвязь между структурными и геометрическими характеристиками монодисперсной засыпки (пористостью m, длиной L_2) и скоростью квазистационарного движения жидкости V в канале. Пусть реализуется безвихревой режим сверхтекучего движения в He-II. Стенки канала адиабатически изолированы. Капиллярными

силами, действующими на межфазные поверхности, пренебрегается ввиду того, что разности давлений на границах раздела фаз вблизи нагревателя и в открытом колене канала практически полностью компенсируют друг друга.



U-образный канал со вставкой в виде монодисперсной засыпки шариков диаметром d_c.

Вывод критерия обращенного движения. Давление пара вблизи нагревателя P'' определяется с помощью уравнения, полученного при решении кинетического уравнения Больцмана для задач испарения–конденсации в линейной постановке [6]:

$$P'' = P_S(T_{i0}) + \frac{\sqrt{\pi}}{4}\frac{q_w}{\sqrt{2RT_{i0}}}, \tag{1}$$

где $Ps(T_{i0})$ – давление, соответствующее по линии насыщения температуре левой межфазной поверхности T_{i0}; R – индивидуальная газовая постоянная.

С другой стороны жидкой перемычки давление пара P_b вблизи границы раздела фаз связано с температурой правой межфазной поверхности T_4 соотношением

$$P_b = P_S(T_i) - 0.6\frac{q_w\sqrt{2\pi RT_i}}{\Lambda}, \tag{2}$$

где $Ps(T_i)$ – давление, соответствующее по линии насыщения температуре правой межфазной поверхности T_i; Λ – теплота парообразования.

Лапласовскими скачками давления на границах раздела фаз, как уже было сказано в постановке задачи, можно пренебречь. Тогда, очевидно, что $P'_{i0} - P'_i = P'' - P_b$, где P'_{i0} и P'_i – давление в жидкости вблизи межфазных поверхностей. Используя (1), (2) и уравнение Клапейрона–Клаузиуса, величину разности давлений $P'_{i0} - P'_i$ можно выразить как

$$P'_{i0} - P'_i = \frac{q_w}{\Lambda}\sqrt{2\pi RT_i}\left(0.6 + \frac{\Lambda}{8RT}\right) + \frac{\Lambda\rho'\rho''(T_{i0} - T_i)}{T(\rho' - \rho'')}. \tag{3}$$

Полагается, что $T = \sqrt{T_{i0}T_i}$ – средняя температура жидкости, при этом $T_i / T_{i0} \approx 1$.

Гидравлическое сопротивление канала складывается из сопротивлений нескольких участков (местными сопротивлениями из-за малости потерь давления на них пренебрегается) и для течения гелия-II перепад давления будет равен [7]:

$$P'_{i0} - P'_i = \xi\frac{\rho' V_n^2}{2}\frac{L_0 - L_2}{d_c} + \frac{\eta_n V_n}{k_p}L_2 + b_n\rho_n m^2 V_n^2 L_2, \tag{4}$$

где η_n – вязкость нормального компонента, ρ' – плотность гелия-II; ρ_n – плотность нормального компонента; V_n – скорость движения нормального компонента в канале; ξ – коэффициент гидравлического сопротивления при течении в свободном канале; k_p – коэффициент проницаемости пористой вставки. Слагаемое $b_n\rho_n m^2 V_n^2$ введено в [7] для описания градиента давлений в пористой среде при турбулентном нормальном движении, где $b_n = 1.75\cdot(1-m)/(md)$ – соответствующий эмпирический фактор трения.

Взаимосвязь между разностью температур и разностью давлений, полученная из уравнений двухскоростной гидродинамики для случая безвихревого сверхтекучего движения, имеет вид

$$P'_{i0} - P'_i = \rho' S(T_{i0} - T_i)\,. \tag{5}$$

Особенностью сверхтекучего гелия является связь плотности теплового потока со скоростью нормального движения, что следует из уравнений двухскоростной гидродинамики Л. Д. Ландау, в соответствии с которой выражение для удельного теплового потока в задаче рассматриваемого типа имеет вид

$$q_w = \rho' ST(V_n - V)\,, \tag{6}$$

где S – энтропия жидкости, Дж/(кг·К), V – скорость движения жидкой перемычки. Из (3)–(5) можно получить следующее уравнение:

$$\xi\frac{\rho' V_n^{\,2}}{2}\frac{L_0 - L_2}{d_c} + \left(\frac{\eta_n V_n}{k_p} + b_n\rho_n m^2 V_n^{\,2}\right)L_2 = \frac{q_w}{\Lambda}\sqrt{2\pi RT_i}\left(0.6 + \frac{\Lambda}{8RT}\right)\left(1 - \frac{\Lambda\rho''}{ST(\rho' - \rho'')}\right)^{-1}. \tag{7}$$

Выражение (7) справедливо для прямого горизонтального канала с пористой вставкой. Учитывая геометрию U-образного капилляра, необходимо добавить к этому выражению гидростатический перепад давлений, порожденный силой гравитации и зависящий от разности уровней Δh гелия-II в коленах U-образного канала:

$$\xi\frac{\rho' V_n^{\,2}}{2}\frac{L_0 - L_2}{d_c} + \left(\frac{\eta_n V_n}{k_p} + b_n\rho_n m^2 V_n^{\,2}\right)L_2 = \frac{q_w}{\Lambda}\sqrt{2\pi RT_i}\left(0.6 + \frac{\Lambda}{8RT}\right)\left(1 - \frac{\Lambda\rho''}{ST(\rho' - \rho'')}\right)^{-1} + \rho' g\Delta h\,, \tag{8}$$

где Δh – разность уровней гелия-II в коленах U-образного канала, g – ускорение свободного падения.

Оценка входящих в правую часть уравнения (8) величин разности давлений в пористой вставке и в свободных участках канала, показывает, что

$$\xi\cdot\rho' V_n^{\,2}(L_0 - L_2)/(2d_c) << \eta' V_n L_2/k_p + b_n\rho_n m^2 V_n^{\,2} L_2\,.$$

Это означает, что основным гидравлическим сопротивлением канала является сопротивление пористой вставки, и падением давления в свободных участках канала можно пренебречь. Из уравнений (8) и (6) получается следующее выражение для определения скорости V движения перемычки He-II:

$$V = \frac{\sqrt{\left(\frac{\eta_n}{2k_p}L_2\right)^2 + L_2 b_n\rho_n m^2\left\{\frac{q_w}{\Lambda}\sqrt{2\pi RT}\left(0.6 + \frac{\Lambda}{8RT}\right)\left(1 - \frac{\Lambda\rho''}{ST(\rho' - \rho'')}\right)^{-1} + \rho' g\Delta h\right\}} - \frac{\eta_n}{2k_p}L_2}{L_2 b_n\rho_n m^2} - \frac{q_w}{\rho' ST}\,. \tag{9}$$

Для получения критерия обращения течения гелия-II, необходимо приравнять эту скорость нулю. Тогда из (9) найдем реверсивную длину L_2^{rev} пористой вставки и условие обращенного движения:

$$L_2 > L_2^{rev} = \rho' ST \left(\frac{\sqrt{2\pi RT_i}}{\Lambda} \left(0.6 + \frac{\Lambda}{8RT} \right) \left(1 - \frac{\Lambda \rho''}{ST(\rho' - \rho'')} \right)^{-1} + \frac{\rho' g \Delta h}{q_w} \right) \left(b_n \rho_n m^2 \frac{q_w}{\rho' ST} + \frac{\eta_n}{k_p} \right)^{-1}. \quad (10)$$

Анализ выражения (10) показывает, что при нулевой разности уровней в коленах канала формула сводится к выражению для реверсивной длины пористой вставки в прямом горизонтальном канале.

Полученные формулы позволят выполнить обработку результатов планирующихся экспериментов по изучению течения гелия через монодисперсную сферическую засыпку. Такие эксперименты невозможно осуществить, применив в экспериментальной ячейке прямой горизонтальный канал, поэтому потребовалась разработка экспериментальной ячейки иного типа и соответствующей математической модели.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19-19-00321).

Обозначения

b_n – эмпирический фактор трения, м$^{-1}$; d – диаметр сфер монодисперсной засыпки, м; d_c – диаметр канала, м; g – ускорение свободного падения, м/с^2; k_p – проницаемость монодисперсной засыпки, м^2; L_0 – длина участка канала, заполненного He-II, м; L_2 – длина участка монодисперсной сферической засыпки, м; m – пористость; P''– давление в паровой полости, отделяющей жидкую перемычку от нагревателя, Па; P_b – давление в непосредственной близости от межфазной границы He-II–пар в открытом колене канала, Па; q_w – плотность теплового потока с нагревателя, Вт/м^2; R – индивидуальная газовая постоянная, Дж/(кг·К); S – энтропия жидкости, Дж/(кг·К); T_{i0} –температура левой межфазной поверхности, К; T_i – температура правой (свободной) межфазной поверхности, К; V – скорость движения жидкой перемычки, м/с; V_n – скорость движения нормального компонента в канале, м/с; Δh – разность уровней He-II в коленах U-образного канала, η_n – вязкость нормального компонента, Па·с; Λ – теплота парообразования, Дж/кг; ρ' – плотность He-II, кг/м^3; ρ_n – плотность нормального компонента He-II, кг/м^3; ξ – коэффициент гидравлического сопротивления при течении в свободном канале.

Литература

1. Королев П. В., Крюков А. П. Движение сверхтекучего гелия в капилляре с паром при наличии продольного теплового потока. // Вестник МЭИ. 2002. № 1. С. 43–46.

2. Крюков А. П. Движение жидкости в канале с паром при наличии продольного теплового потока // ТВТ. 2000. Т. 38, № 6. С. 945–949.

3. Королев П. В., Крюков А. П., Медников А. Ф. Экспериментальное исследование движения гелия II в капилляре при наличии паровой полости вблизи нагревателя // Вестник МЭИ. 2006. № 4. С. 27–33.

4. Голованов И. Н., Королев П. В., Пузина Ю. Ю. Эксперименты по движению сверхтекучего гелия в капилляре применительно к планируемым исследованиям на Международной космической станции // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. 2010. Т. 119, № 6. С. 49–56.

5. Пузина Ю. Ю., Королев П. В., Крюков А. П. Течение гелия-II в канале с пористой вставкой при безвихревом сверхтекучем движении // Вестник МЭИ. 2017. № 4. С. 8–14.

6. Муратова Т. М., Лабунцов Д. А. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации // ТВТ. 1969. Т. 7, № 5. С. 959–976.

7. Vanderlaan M. H., Van Sciver S. W. He II heat transfer through random package spheres: Pressure drop. // Cryogenics. 2014. Vol. 63. P. 37–42.

УДК 532.517

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ КАНАЛА НА АЭРОДИНАМИКУ И МАССОПЕРЕНОС В ДИСПЕРСНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКАХ

Деревич И. В., Хан Зо Тун

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Дисперсные турбулентные потоки широко используются в различных технических приложениях и часто встречаются в природе. Например, системы пневмотранспорта дисперсных материалов, аппараты химических производств, перемещение мелкодисперсной примеси в виде пылевых бурь. В этих ситуациях существенное влияние на аэродинамику дисперсного материала оказывает структура поверхности, омываемая дисперсным турбулентным потоком. Шероховатость и упругие свойства материала поверхности определяют процессы массопереноса дисперсной примеси в пограничном слое. В настоящее время проводятся активные экспериментальные и теоретические исследования влияния шероховатости стенок на аэродинамику дисперсных турбулентных потоков. Обнаружено, что в каналах с шероховатыми стенками качественно меняются процессы аэродинамики и массопереноса частиц по сравнению с гладкими стенками. При этом характерная высота случайных дефектов стенок не меняет параметры турбулентности несущего потока. Теоретические исследования в основном проводятся в рамках подхода, сочетающего метод Эйлера для расчета параметров турбулентности газа и метода Лагранжа для моделирования случайных траекторий частиц. Для проведения инженерных расчетов метод Лагранжа требует неоправданно много затрат компьютерных ресурсов. Поэтому, актуально развитие методов моделирования процессов аэродинамики и массопереноса на основе подхода Эйлера для дисперсной фазы. В данной работе массовая концентрация частиц мала и обратным влиянием частиц на турбулентность несущего потока можно пренебречь. Столкновения частиц друг с другом также не учитываются.

Уравнение для скорости $\mathbf{V}(t)$ и координаты $\mathbf{X}(t)$ частицы имеет вид

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{V}(t)}{\mathrm{d}t}=\frac{1}{\tau_U}\left[\mathbf{U}\left(\mathbf{X}(t),t\right)-\mathbf{V}(t)\right]+\mathbf{g}, \quad \frac{\mathrm{d}\mathbf{X}(t)}{\mathrm{d}t}=\mathbf{V}(t).$$

Здесь $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$ – скорость несущей фазы; $\mathbf{g}$ – ускорение свободного падения; τ_U – время динамической релаксации частицы. Скорость несущей среды раскладываем на осредненную и флуктуирующую компоненты

$$\mathbf{U}(\mathbf{x},t)=\left\langle\mathbf{U}(\mathbf{x},t)\right\rangle+\mathbf{u}(\mathbf{x},t), \quad \left\langle\mathbf{u}(\mathbf{x},t)\right\rangle=0.$$

Здесь $\langle\cdots\rangle$ обозначает результат осреднения по ансамблю турбулентных реализаций.

Адекватный способ описания случайных параметров дисперсной фазы базируется на методе функции плотности вероятности (ФПВ) случайной скорости и координаты частиц. В соответствии с идеями аксиоматического подхода А. Н. Колмогорова определяем ФПВ как результат осреднения индикаторной функции $\varphi(\mathbf{x},\mathbf{V},t)=\delta\big(\mathbf{x}-\mathbf{X}(t)\big)\delta\big(\mathbf{V}-\mathbf{V}(t)\big)$, вырезающей случайную траекторию в фазовом пространстве:

$$\Phi(\mathbf{x},\mathbf{V},t)=\big\langle\varphi(\mathbf{x},\mathbf{V},t)\big\rangle=\big\langle\delta\big(\mathbf{x}-\mathbf{X}(t)\big)\delta\big(\mathbf{V}-\mathbf{V}(t)\big)\big\rangle.$$

С помощью современных методов прикладного функционального анализа и теории случайных процессов мы получаем замкнутое уравнение для ФПВ:

$$\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}+v_k\frac{\partial\Phi}{\partial x_k}+\left(-\frac{\mathrm{d}\langle V_i\rangle}{\mathrm{d}t}-v_k\frac{\partial\langle V_i\rangle}{\partial x_k}+\frac{\langle U_i\rangle+\tau_U g_i-\langle V_i\rangle}{\tau_U}\right)\frac{\partial\Phi}{\partial v_i}-q_U\langle u_iu_j\rangle\frac{\partial^2\Phi}{\partial v_j\partial x_i}=$$

$$=\frac{1}{\tau_U}\frac{\partial}{\partial v_i}\big(v_i\Phi\big)+\frac{\sigma_{ij}^0}{\tau_U}\frac{\partial^2\Phi}{\partial v_i\partial v_j}.$$

Здесь $\mathrm{d}/\mathrm{d}t=\partial/\partial t+\langle V_i\rangle\partial/\partial x_i$ – субстанциональная производная; $\langle V_i\rangle$, v_i – осредненная и флуктуирующая части скорости дисперсной фазы; источник флуктуаций скорости дисперсной фазы есть

$$\sigma_{ij}^0=f_U\langle u_iu_j\rangle-\frac{q_U}{2}\tau_U\left(\langle u_ku_j\rangle\frac{\partial\langle V_i\rangle}{\partial x_k}+\langle u_ku_i\rangle\frac{\partial\langle V_j\rangle}{\partial x_k}\right).$$

Здесь коэффициенты определяются как

$$\langle u_iu_j\rangle f_U=\langle u_iu_j\rangle f_U^{(0)}+f_U^{(1)}\tau_U\frac{1}{2}\left[\langle u_iu_k\rangle\frac{\partial\langle U_j\rangle}{\partial x_k}+\langle u_ju_k\rangle\frac{\partial\langle U_i\rangle}{\partial x_k}\right],$$

$$q_U\langle u_iu_j\rangle=q_U^{(0)}\langle u_iu_j\rangle+q_U^{(1)}\tau_U\frac{1}{2}\left[\langle u_ju_k\rangle\frac{\partial\langle U_i\rangle}{\partial x_k}+\langle u_iu_k\rangle\frac{\partial\langle U_j\rangle}{\partial x_k}\right].$$

Функции отклика, представляющие степень вовлечения частиц в турбулентное движение газа, равны

$$f_U^{(0)}=\frac{1}{\tau_U}\int_0^\infty \mathrm{e}^{-s/\tau_U}\,\Psi_L^{(p)}(s)\,\mathrm{d}s\ ,\quad f_U^{(1)}=\frac{1}{\tau_U}\int_0^\infty\left[1-\mathrm{e}^{-s/\tau_U}\left(1+\frac{s}{\tau_U}\right)\right]\Psi_L^{(p)}(s)\,\mathrm{d}s\,,$$

$$q_U^{(0)}=\frac{1}{\tau_U}\int_0^\infty\left(1-\mathrm{e}^{-s/\tau_U}\right)\Psi_L^{(p)}(s)\,\mathrm{d}s\ ,\quad q_U^{(1)}=\frac{1}{\tau_U}\int_0^\infty\left\{\frac{s}{\tau_U}\left(1+\mathrm{e}^{-s/\tau_U}\right)-2\left(1-\mathrm{e}^{-s/\tau_U}\right)\right\}\Psi_L^{(p)}(s)\,\mathrm{d}s\,,$$

$\Psi_L^{(p)}(s)$ – автокорреляционная функция флуктуации скорости газа на траектории частицы.

Уравнение для ФПВ содержит всю информацию о параметрах турбулентного движения частиц. Член в правой части уравнения описывает вовлечение примеси в турбулентное движение газа. Мы трактуем этот член как «столкновение» частиц с турбулентными энергоемкими вихрями. Для приближенного решения уравнения для ФПВ мы используем метод ана-

логичный методу Грэда в кинетической теории газов. В результате мы получаем замкнутую систему уравнений турбулентного переноса массы, импульса

$$\frac{\mathrm{d}\langle N\rangle}{\mathrm{d}t}=-\langle N\rangle\frac{\partial\langle V_i\rangle}{\partial x_i}\ ,\qquad \frac{\mathrm{d}\langle V_i\rangle}{\mathrm{d}t}=-\frac{\partial\langle v_iv_k\rangle}{\partial x_k}+\frac{\langle U_i\rangle+\tau_U g_i-\langle V_i\rangle}{\tau_U}-\frac{1}{\tau_U}D_{ik}\frac{\partial\ln\langle N\rangle}{\partial x_k}$$

и энергии хаотического движения частиц

$$\frac{\mathrm{d}\langle v_iv_j\rangle}{\mathrm{d}t}=-\langle v_jv_k\rangle\frac{\partial\langle V_i\rangle}{\partial x_k}-\langle v_iv_k\rangle\frac{\partial\langle V_j\rangle}{\partial x_k}-\frac{1}{\langle N\rangle}\frac{\partial\langle v_iv_jv_k\rangle\langle N\rangle}{\partial x_k}+\frac{2}{\tau_U}\left(\sigma_{ij}^0-\langle v_iv_j\rangle\right).$$

Здесь $D_{ik}=\tau_U\left(\langle v_iv_k\rangle+q_U\langle u_iu_k\rangle\right)$ – коэффициент турбулентной диффузии частиц; турбулентная диффузия интенсивности хаотического движения примеси

$$\langle v_i^2v_k\rangle=-\frac{2\delta_{ik}+1}{3}D_{kk}\frac{\partial\langle v_i^2\rangle}{\partial x_k}.$$

Граничные условия для уравнений баланса следуют из выражений для падающей и отраженной ФПВ и модели шероховатой стенки (рис. 1).

Мы предполагаем, что шероховатость представляет собой плоскости со случайным углом наклона к поверхности. Угол наклона распределен по равномерному закону $\varphi\in[0,\varphi_{\max}]$. Эффективные коэффициенты восстановления импульса в нормальном и аксиальном направлении равны

$$\langle k_n^*\rangle=\frac{1}{4\varphi_{\max}}\left\{(k_n+k_\tau)\left[-2\frac{\langle V_x'\rangle}{\langle V_y'\rangle}\left(1-\cos^2\varphi_{\max}\right)+\sin\left(2\varphi_{\max}\right)\right]+2\left(k_n-k_\tau\right)\varphi_{\max}\right\},$$

$$\langle k_\tau^*\rangle=\frac{1}{4\varphi_{\max}}\left\{(k_n+k_\tau)\left(\sin\left(2\varphi_{\max}\right)+2\sin^2\left(\varphi_{\max}\right)\frac{\langle V_y'\rangle}{\langle V_x'\rangle}\right)-2\varphi_{\max}\left(k_n-k_\tau\right)\right\}.$$

На основе приближенного решения уравнения для ФПВ получены граничные условия для дисперсной фазы в шероховатом канале. Для неабсорбирующей стенки канала граничные условия для концентрации, аксиальной скорости и интенсивности флуктуаций скорости частиц в аксиальном и нормальном направлениях имеют вид

$$\tau_U\left(g_y-\frac{\partial\langle v_y^2\rangle}{\partial y}\right)\langle N\rangle=D_{yy}\frac{\partial\langle N\rangle}{\partial y},\quad 2\frac{1-\langle k_\tau^*\rangle}{1+\langle k_\tau^*\rangle}\left(\frac{2}{\pi}\langle v_y^2\rangle\right)^{1/2}\langle V_x\rangle=\tau_U\langle v_y^2\rangle\frac{\partial\langle V_x\rangle}{\partial y},$$

$$2\frac{1-\langle k_n^*\rangle^2}{1+\langle k_n^*\rangle^2}\left(\frac{2}{\pi}\langle v_y^2\rangle\right)^{1/2}\langle v_y^2\rangle=\tau_U\langle v_y^2\rangle\frac{\partial\langle v_y^2\rangle}{\partial y},\quad \frac{1-\langle k_\tau^*\rangle^2}{1+\langle k_\tau^*\rangle^2}\left(\frac{2}{\pi}\langle v_y^2\rangle\right)^{1/2}\langle v_x^2\rangle=\frac{\tau_U}{3}\langle v_y^2\rangle\frac{\partial\langle v_x^2\rangle}{\partial y}.$$

На рис. 2 представлены распределения осредненных параметров частиц в вертикальном канале с гладкой внутренней поверхностью при восходящем течении газовзвеси. Видно, что инерция приводит к ненулевым значениям скорости частиц на стенке канала. Для дисперсной фазы не выполняются условия прилипания. Сила турбофореза приводит к существенному росту концентрации примеси на стенке канала. Шероховатость канала качественно меняет ситуацию. В этом случае вследствие трансформации аксиальной скорости частиц в нор-

мальную компоненту при столкновении с плоскостью со случайным углом наклона наблюдается интенсивная генерация флуктуаций скорости частиц по нормали к стенке канала.

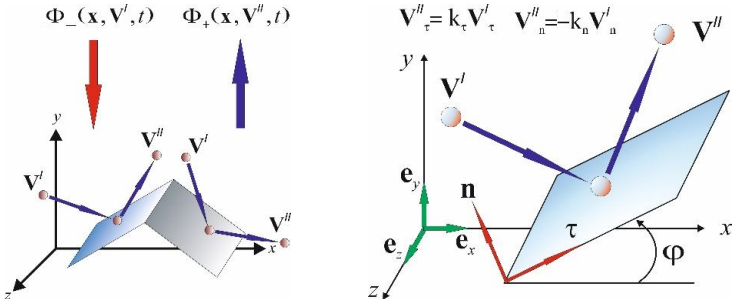


Рис. 1. ФПВ частиц, падающих и отраженных от стенки, и схема отражения частиц от шероховатости, моделируемой как случайно расположенная плоскость

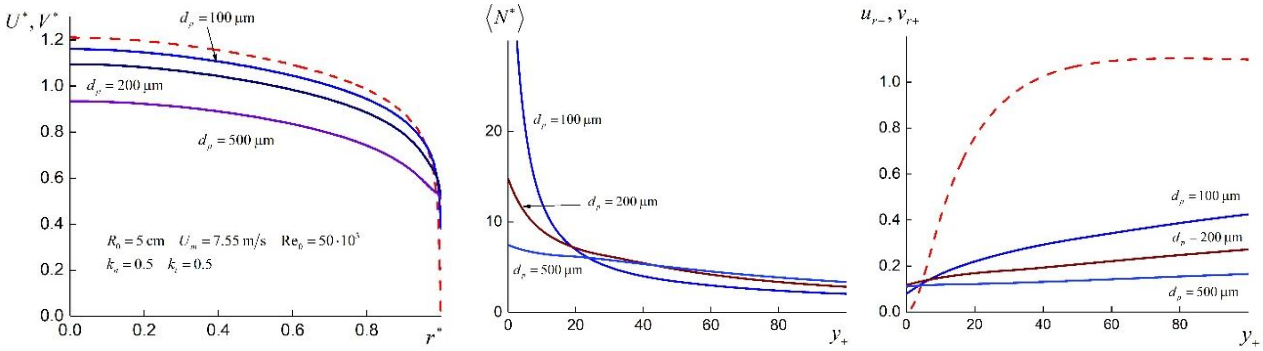


Рис. 2. Распределение аксиальной скорости, концентрации частиц и среднеквадратичной скорости газа и частиц в вертикальном канале с гладкими стенками (сплошные кривые, пунктирные – газ)

На рис. 3 показаны параметры дисперсного потока в канале с шероховатой стенкой. Видно, что увеличение потери импульса в аксиальном направлении приводит к интенсивному торможению частиц. Дополнительная генерация нормальных к стенке флуктуаций скорости частиц обуславливает изменение силы турбофореза по сравнению с гладкой стенкой. При этом профиль концентрации становится более заполненным, чем в случае гладкого канала.

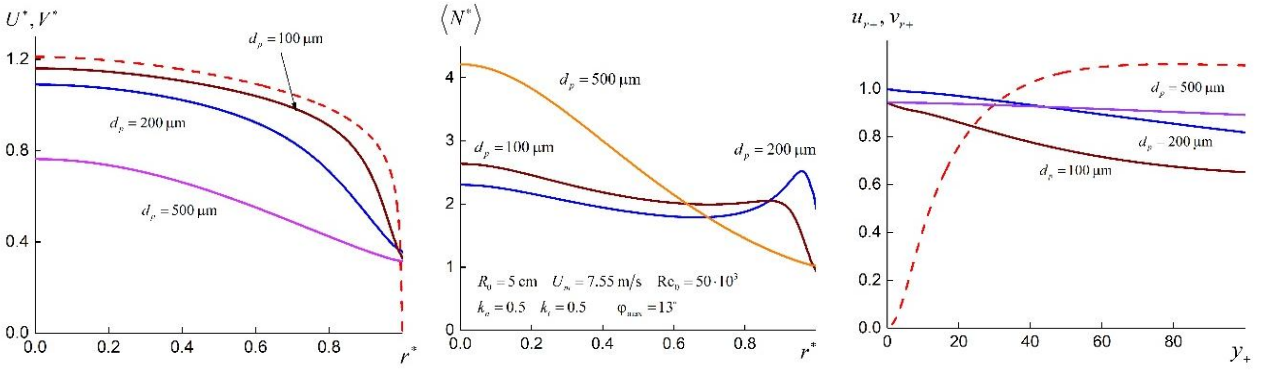


Рис. 3. Распределения осредненной аксиальной скорости, концентрации частиц и среднеквадратичной флуктуаций скорости частиц и газа в канале с шероховатыми стенками

Впервые предложена статистическая модель переноса массы и импульса при турбулентном течении газовзвеси в каналах. Показано качественное отличие в механизме формирования распределения концентрации, импульса и энергии хаотического движения частиц в канале с шероховатыми стенками по сравнению с гладкой поверхностью.

Работа выполнена с финансовой поддержкой Российского фонда фундаментальных исследований (грант 17-08-00376).

УДК 532.517

АНАЛОГИИ РЕЙНОЛЬДСА НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ СТОХАСТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ И ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ МЕР

А. В. Дмитренко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия
Российский университет транспорта «МИИТ», г. Москва, Россия
AVDmitrenko@mephi.ru, ammsv@yandex.ru

Введение. Вопросы, связанные с определением коэффициентов трения и теплопередачи, предполагают, как известно, три подхода – экспериментальный, теоретический и численный. Хотя результаты численных исследований позволяют определять эти коэффициенты с помощью различных методик, таких как RANS, LES и DNS, они требуют последующей проверки экспериментальным путем. В то же время при экспериментальных исследованиях реальных промышленных машин часто удается получить измерения тепловых характеристик, а трение приходится рассчитывать по косвенным зависимостям. Одним из таких соотношений является аналогия Рейнольдса между импульсом и теплопередачей. Известные формулы для расчета аналогии Рейнольдса были получены в то время, когда использовались критерийные методики.

В то же время применение этих соотношений вызывало множество вопросов, поскольку зависимости включали только число Прандтля. В связи с этим несомненный интерес представляет получение зависимости для расчета аналогии Рейнольдса по новым теориям, разработанным в последние годы. В соответствии с результатами анализа основных принципов теории турбулентности [1–14] в [15–36] определена физическая закономерность эквивалентности мер, позволившая создать системы стохастических уравнений для определения начала турбулентности в изотермических и неизотермических течениях.

Система уравнений. Уравнения, полученные в [17–33], имеют вид:

уравнение неразрывности

$$\frac{d(\rho)_{col,st}}{d\tau} = -\frac{(\rho)_{st}}{\tau_{cor}} - \frac{d(\rho)_{st}}{d\tau}, \tag{1}$$

уравнение движения

$$\frac{d(\rho u_i)_{col,st}}{d\tau} = \mathrm{div}(\tau_{i,j})_{col,st} + \mathrm{div}(\tau_{i,j})_{st} - \frac{(\rho U)_{st}}{\tau_{cor}} - \frac{d(\rho U)_{st}}{d\tau} + F_{col,st1} + F_{st1}, \tag{2}$$

и уравнение энергии

$$\frac{dE_{col,st}}{d\tau} = \mathrm{div}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i\tau_{i,j}\right)_{col,st} + \mathrm{div}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i\tau_{i,j}\right)_{st} - \frac{E_{st}}{\tau_{cor}} - \frac{E_{st}}{d\tau} + (u_iF)_{col,st1} + (u_iF)_{st1}. \tag{3}$$

τ, ρ, $\vec{U}$, E, T, $\tau_{i,j}$ – время, плотность, вектор скорости, энергия, температура, тензор напряжения

$$\tau_{i,j} = P + \sigma_{i,j}, \quad \sigma_{i,j} = \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) + \delta_{ij}\left(\xi - \frac{2}{3}\mu\right)\frac{\partial u_l}{\partial x_l},$$

индексы $i, j, l = 1, 2, 3$, где ν, μ, ξ – кинематическая, динамическая и вторая вязкость. Величины u_i, u_j, u_l, x_i, x_j, x_l – скорости и координаты, соответствующие i, j, l; $\delta_{ij} = 1$ при $i = j$, $\delta_{ij} = 0$ при $i \neq j$; P – давление жидкости или газа, λ – теплопроводность, c_p и c_v – и удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме, F – внешняя сила. Тогда для неизотермического движения среды, используя определение мер эквивалентности между детерминированным и случайным процессом в критической точке, наборы стохастических уравнений энергии, импульса и массы определяются для следующих пространственно-временных областей: 1) начало генерации (индекс 1,0 или 1); 2) поколение (индекс 1,1); 3) диффузия (1,1,1) и 4) диссипация турбулентных полей. Эти результаты дают возможность ввести понятие корреляторa, который определен для потенциальных физических величин и комбинаций (N, M). Этот коррелятор по своей структуре будет определять возможный диапазон движения в пространстве в зависимости от различных комбинаций (M, N) и соответствующих значений, которые определяют интервал корреляции пространства–времени

Результаты. На основе решения стохастических уравнений получена зависимость для расчета аналогии Рейнольдса в круглой трубе. Сравнение этой зависимости с классической зависимостью представлено в таблице.

Сравнение результатов расчетов

Pr	Расчет по классической эмпирической зависимости	Расчет по зависимости на основе стохастических уравнений
0.7	1.24	1.7
3	0.52	0.5
7	0.311	0.26

Выводы. Полученные результаты показывают удовлетворительное соответствие расчетов по новой аналитической зависимости с классической экспериментальной.

Литература

1. Ландау Л. Д. К проблеме турбулентности // ДАН СССР. 1944. Т. 44, № 8. С. 339–342.

2. Колмогоров А. Н. Математические модели турбулентного движения несжимаемой вязкой жидкости // УМН. 2004. Т. 59, вып. 1 (355). С. 5–10.

3. Lorenz E. N. Deterministic nonperiodic flow // J. Atmos. Sci. 1963. Vol. 20. P. 130–141.

4. Ruelle D., Takens F. On the nature of turbulence // Comm. Math. Phys. 1971. Vol. 20. P. 167–192, also Vol. 23. P. 343–344.

5. Feigenbaum M. The transition to aperiodic behavior in turbulent systems // Comm. Math. Phys. 1980. Vol. 77, No. 1. P. 65–86.

6. Рабинович М. И. Стохастические автоколебания и турбулентность // УФН. 1978. Т. 125, № 1. С. 123–168.

7. Монин А. С. О природе турбулентности // УФН. 1978. Т. 125, № 1. С. 97–122.

8. Рабинович М. И., Сущик М. М. Когерентные структуры в турбулентных течениях. Нелинейные волны. Самоорганизация / Под ред. А. В. Гапонова и М. И. Рабиновича. М.: Наука, 1983. С. 58–84.

9. Заславский Г. М. Стохастичность динамических систем. М.: Наука, 1984.

10. Струминский В. В. Возникновение турбулентности // Докл. АН СССР. 1989. Т. 307, № 3. С. 564–567.

11. Самарский А. А., Мажукин В. И., Матус П. П., Михайлик И. А. Z/2-консервативные схемы для уравнения Корте-вега-де Фриса // Докл. АН. 1997. Т. 357, № 4. С. 458–461.

12. Климонтович Ю. Л. Проблемы статистической теории открытых систем: критерии относительной степени упорядоченности состояний в процессах самоорганизации // УФН. 1989. Т. 158, вып. 1. С. 59–91.

13. Sreenivasan K. R. Fractals and multifractals in fluid turbulence. Ann. Rev. FluidMech. 1991. Vol. 23. P. 539–600.

14. Orzag S. A., Kells L. C. Transition to turbulence in plane Poiseuille and plane Couette flow // J. Fluid Mech. 1980. Vol. 96, No. 1. P. 159–205.

15. Дмитренко А. В. Эквивалентность мер и стохастические уравнения для турбулентных потоков // Докл. РАН. 2013. Т. 450, № 6. С. 651–658.

16. Dmitrenko A. V. Equivalent measures and stochastic equations for determination of the turbulent velocity fields and correlation moments of the second order // Abstr. Int. Conf. "Turbulence and Wave Processes", Lomonosov Moscow State University, November 26-28, 2013. Moscow, 2013. P. 39–40.

17. Дмитренко А. В. Теория эквивалентных мер и множеств с повторяющимися, счетными фрактальными элементами. Стохастическая термодинамика и турбулентность. Корреляtор детерминированность–случайность. М.: Галлея-принт, 2013;

18. Дмитренко А. В. Закономерная связь между детерминированным (ламинарным) и хаотическим (турбулентным) движениями – эквивалентность мер. Диплом на научное открытие № 458, регистрационный № 583 от 2 декабря 2013 г.

19. Dmitrenko A. V. Some analytical results of the theory of equivalence measures and stochastic theory of turbulence for non-isothermal flows // Advanced Studies in Theoretical Physics. 2014. Vol. 8, No. 25. P. 1101–1111.

20. Dmitrenko A. V. Analytical estimation of velocity and temperature fields in a circular tube on the basis of stochastic equations and equivalence of measures // J. Eng. Phys. Thermophys. 2015. Vol. 88(6). P. 1569–1576.

21. Dmitrenko A. V. Determination of critical Reynolds numbers for non-isothermal flows with using stochastic theories ofturbulence and equivalent measures // Heat Transf. Res. 2015. Vol. 46, Issue 12. P. 1102–1112.

22. Dmitrenko A. V. Determination of critical Reynolds numbers for nonisothermal flows using stochastic theories of turbulence and equivalent measures // Heat Transf. Res. 2016. Vol. 47(1). P. 41–48.

23. Dmitrenko A. V. The theory of equivalence measures and stochastic theory of turbulence for non-isothermal flow on the flat plate // Int. J. of Fluid Mechanics Research. FMR-15458. 2016. Vol. 43, Iss. 2. P. 182–187.

24. Dmitrenko A. V. Turbulent velocity field and the correlation moments of the second order deter-mined by stochastic equations. Fractal equation of Landau // Int. J. of Fluid Mechanics Research. FMR-15893. 2016. Vol. 43, Iss. 3. P. 271–280.

25. Dmitrenko Artur V. Stochastic equations for continuum and determination of hydraulic drag coefficients for smooth flat plate and smooth round tube with taking into account intensity and scale of turbulent flow // Contin.Mech. Thermodyn. 2017. Vol. 29(1). P. 1–9.

26. Dmitrenko Artur V. Analytical determination of the heat transfer coefficient for gas, liquid and liquid metal flows in the tube based on stochastic equations and equivalence of measures for continuum // Contin. Mech. Thermodyn. 2017. Vol. 29(6). P. 1197–1205.

27. Dmitrenko Artur V. Determination of the coefficients of heat transfer and friction in supercritical-pressure nuclear reactors with account of the intensity and scale of flow turbulence on the basis of the theory of stochastic equations and equivalence of measures // J. Eng. Phys. Thermophys. 2017. Vol. 90(6). P. 1288–1294.

29. Estimation of the critical Rayleigh number as a function of an initial turbulence in the boundary layer of the vertical heated plate // Heat Transfer Research. 2017. No. 12. P. 1102–1112.

29. Dmitrenko A. V. Results of investigations of non-isothermal turbulent flows based on stochastic equations of the continuum and equivalence of measures // IOP Conf. Series: J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 1009. P. 012017.

30. Dmitrenko A.V. The stochastic theory of the turbulence // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2018. Vol. 468. P. 012021.

31. Dmitrenko A. V. The correlation dimension of an attractor determined on the base of the theory of equivalence of measures and stochastic equations for continuum // Contin. Mechan. and Thermod. 2020. Vol. 32, Iss. 1. P. 63–74.

32. Dmitrenko A. V. The uncertainty relation in the turbulent continuous medium // Contin. Mechan. and Thermod. 2020. Vol. 32, Iss. 1. P. 161–171.

33. Дмитренко А. В. Расчет пульсаций давления гетерогенных турбулентных потоков // Докл. РАН. 2007. Т. 415, № 1. С. 44–47.

34. Dmitrenko A. V. Calculation of the boundary layer of a two-phase medium // High Temperature. 2002. Vol. 40, Iss. 5. P. 706–715.

35. Дмитренко А. В. Основы тепломассообмена и гидродинамики однофазных и двухфазных сред. Критериальные, интегральные статистические и прямые численные методы моделирования. М.: Галлея-принт, 2008.

36. Дмитренко А. В. Формирование спектра турбулентности в инерционном интервале на основе теории стохастических уравнений и эквивалентности мер // 2020. ИФЖ. Т. 93, № 1.

УДК 533.6.071.4

ПОДНЯТАЯ СТРУЯ В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ: ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ТЕПЛООБМЕНА

К. Г. Добросельский

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Поперечные струи используются во многих технологических процессах: загрязняющие вещества, выбрасываемые из дымоходов, и сточные воды, сбрасываемые из трубы в реки; пленочное охлаждение для турбин и камер сгорания, впрыск топлива для горелок.

Струя в поперечном потоке – течение с широким спектром применения – благодаря своей способности эффективно смешивать два потока жидкости или газа. Это характеризуется сильным трехмерным полем потока, сочетающим сложное взаимодействие между струйным течением и поперечным потоком жидкости, и несколько взаимодействующих областей потока, струя и след за ней, течение из труб/отверстий и пограничный слой стены (поверхности). В случае струи в поперечном потоке, которая выбрасывается из возвышенного источника, например, трубы, след за ним представляет еще одну важную область течения.

В работе [1] с использованием лазерной томографии и PIV приведены результаты измерений трехмерных полей скорости жидкости с поднятой струей в турбулентных поперечных потоках при отношениях скоростей струи к поперечному течению в диапазоне 0.375–3, охватывая диапазон чисел Рейнольдса на выходе из струи от 1660 до 6330. Было получено, что в поле поднятой струи в поперечном потоке преобладают, главным образом, сложные взаимодействия между струйным следом, трубным следом, эффектами струи при повышенном сдвиге и движением вниз, которое возникает, когда поперечный поток проходит через верхний срез трубы.

На основе исследования струйного течения в воздушном поперечном потоке от одиночного приподнятого источника была разработана модель распространения вредных газообразных примесей в приземном атмосферном слое, которая позволяет оценить концентрации примесей от низких и средних источников выбросов [2].

Использование двух и более источников вдува газа в сносящий поток, расположенных вдоль или (и) поперек потока, достаточно часто встречается в различных технологических и энергетических устройствах, либо в промышленных городских зонах и, в частности, на электростанциях с несколькими дымоходами. В [3] показано, что наиболее распространенные горелки с принудительной подачей воздуха основаны на многоструйном принципе смесеобразования, оптимальные условия которого основаны на необходимости вдувать газ через отверстия разных размеров, размещенных с зазорами, обеспечивающими струям течение без слияния. В [4] приведены численные исследования струй, которые испускаются из одинаковых форсунок, характеризующихся переменной высотой впрыска. В работе было рассмотрено использование двух поточных нереактивных струй дыма в более холодном поперечном потоке. Особое внимание было уделено влиянию высоты струй на их смешивание с одной стороны и с окружающим поперечным потоком с другой.

В настоящей работе представлено экспериментальное исследование распространения вертикальных приподнятых низконапорных осесимметричных струй, вдуваемых нормально в сносящий воздушный поток. Отношение скоростей струи к поперечному потоку составляло 0.95–2.5. Получены эмпирические формулы для геометрии оси струи, безразмерных профилей средней скорости и температуры в поперечных сечениях изотермических и слабонеизотермических нагретых струй. Получено поле средней скорости от двух струй, расположенных на расстоянии 2.73d друг от друга поперек сносящего потока.

Физическая модель изучаемого нами течения представляет собой воздушную осесимметричную (круглую) струю, которая выбрасывается из стальной трубки внешним диаметром 28 мм, высотой 0.22–0.3 м и внутренним диаметром d = 22 мм под прямым углом к направлению движения воздушного потока. Для исследования применялся аэродинамический канал [5] с рабочим участком длиной 2.5 м и поперечным сечением 0.8×0.5 м. Значения чисел Рейнольдса для воздушных струй, формирующихся в вертикальных трубках, составляли $\mathrm{Re}_0 = 2.7\cdot10^3$–$6.9\cdot10^3$ м/с, где $\mathrm{Re}_0 = u_0 d/\nu$ (ν – кинематическая вязкость воздуха). В центральной части канала был сформирован равномерный поток со скоростью u_1 с числом Рейнольдса $\mathrm{Re}_1 \approx 8.5\cdot10^4$, где $\mathrm{Re}_1 = u_1 D/\nu$ (D – условный диаметр канала, который определялся из равенства площадей поперечного сечения канала и круглой трубы. Отсюда $D \approx 0.71$ м). Исследования проводились для относительных динамических напоров q = 0.85–6.12 ($q = q_0/q_1 = \rho_0 u_0^2/\rho_1 u_1^2 \approx u_0^2/u_1^2$) с изотермическими и слабонеизотермическими (критерий Архимеда $\mathrm{Ar} = 2.8\cdot10^{-4}$–$1.0\cdot10^{-3}$, плотности струи и потока $\rho_0 \approx \rho_1$) струями с использованием термоанемометра, приведенная погрешность измерений которого по скорости воздушных потоков составляет не более 10%, а по температуре – не более 1.5 °C. На рис. 1 приведены задымленные струи с различными величинами динамических напоров.

Геометрия сносимой потоком струи достаточно сложна, что связано с различными динамическими условиями с наветренной и подветренной ее сторон. Под геометрией струи обычно подразумевается положение ее оси, которая представляет собой линию, соединяющую точки с максимальной скоростью течения или температурой.

Для относительных скоростных напоров q = 2.00; 3.10; 5.55 струи были получены эмпирические выражения [5] для точек максимальной скорости и температуры соответственно

$$\overline{z}_0 = q^{0.51}\overline{x}^{0.41}, \qquad (1)$$

$$\overline{z}_0 = q^{0.51}\overline{x}^{0.33}, \qquad (2)$$



а *б*

Рис. 1. Струя в поперечном потоке: *а* – $q > 1$; *б* – $q < 1$

где $\bar{x} = x/d$, $\bar{z}_0 = z_0/d$ – безразмерные координаты точек оси струи, соответственно продольная и поперечная, отсчитываемые от центра среза трубки (рис. 1, *а*).

На рис. 2 показана обобщенная геометрия оси струи в поперечном потоке. Сплошная линия – поднятие струи над устьем источника, вычисленное по (2), штриховая линия – ось струи, вычисленная по (1).

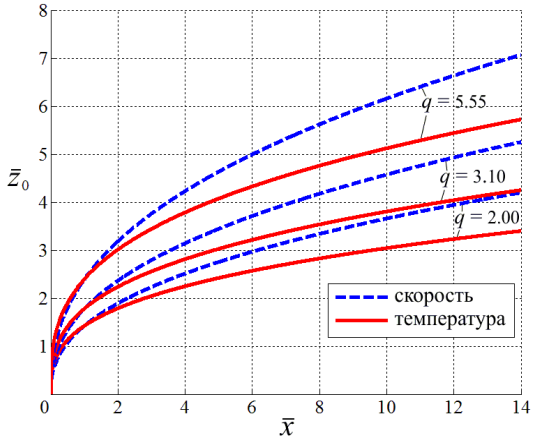


Рис. 2. Геометрия оси струи

На рис. 3 показаны безразмерные профили избыточной скорости (*а*) и температуры (*б*), которые фактически показывают проникновение струи в сносящий поток. Профили скорости определяются, с учетом (1), по эмпирической формуле

$$\frac{u-u_1}{u_0-u_1} = \frac{0.8}{\bar{x}^{0.9}} \cdot \exp\left\{-\frac{0.7}{\mathrm{tg}^2\alpha_{0.5u}}\left(\frac{z-z_0}{x}\right)^2\right\},$$

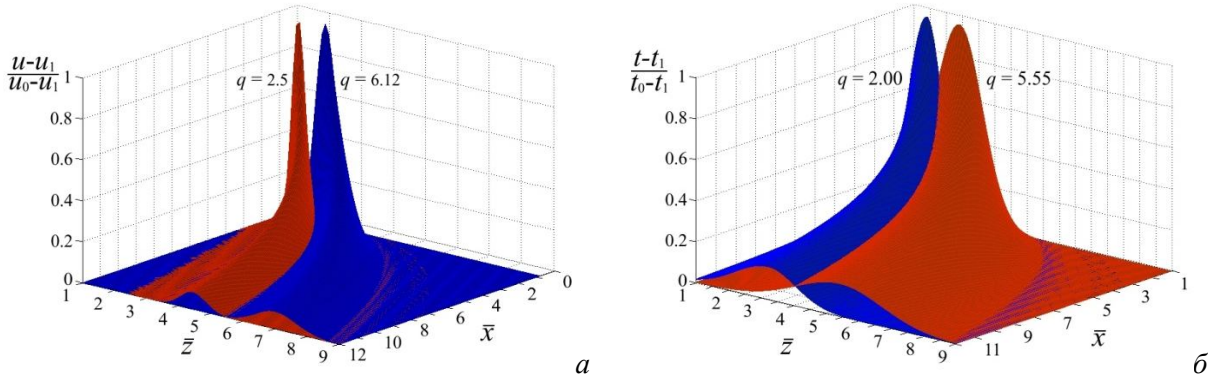
где $\mathrm{tg}\alpha^{+}_{0.5u} = 0.17q^{0.51}/\bar{x}^{0.75}$, $\mathrm{tg}\alpha^{-}_{0.5u} = 0.15q^{0.51}/\bar{x}^{0.75}$, а знаки "+" и "–" здесь соответствует значениям выше оси струи (наветренная сторона) и ниже оси (подветренная сторона) соответственно.

Профили температуры строились, с учетом (2), по эмпирической формуле

$$\frac{t-t_1}{t_0-t_1} = \frac{1}{\bar{x}^{0.75}} \exp\left\{-\frac{0.7}{\mathrm{tg}^2\alpha_{0.5t}}\left(\frac{z-z_0}{x}\right)^2\right\},$$

где $\mathrm{tg}\alpha^{+}_{0.5t} = 0.39q^{0.43}/\bar{x}^{0.75}$, $\mathrm{tg}\alpha^{-}_{0.5t} = 0.54q^{0.28}/\bar{x}^{0.75}$.

Показано, что структура начального участка струи, нормально вдуваемой в поперечный поток, и особенности тепло- и массопереноса на этом участке определяют дальнейшее течение этой струи и ее взаимодействие с окружающей средой.



а *б*

Рис. 3. Распространение струи в поперечном потоке в плоскости XZ: *а* – безразмерные профили скорости; *б* – безразмерные профили температуры

Были проведены исследования распространения изотермического струйного течения от двух трубок, находящихся на расстоянии 2.73*d* друг от друга и расположенных поперек сносящего потока. Основные параметры: скорость сносящего потока u_1 = 1.8 м/с, скорость воздуха на выходе из трубок u_0 = 4.7 м/с, относительный скоростной напор q = 6.82, числа Рейнольдса для потока и струй составляли соответственно $\mathrm{Re}_1 = 8.56 \cdot 10^4$ и $\mathrm{Re}_0 = 6.60 \cdot 10^3$.

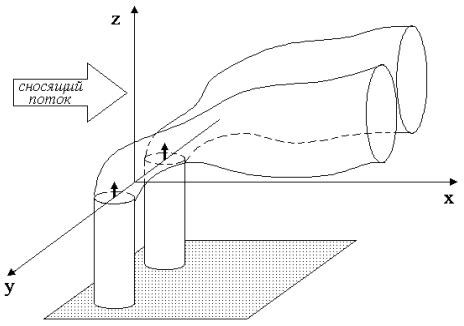


Рис. 4. Схема эксперимента

На рис. 4 приведена схема расположения трубок и система координат с началом посередине перпендикуляра к осям трубок. Для исследования процессов взаимодействия струй и потока был выбран метод визуализации течения посредством построения изолиний скорости в различных сечениях при x = const, y = const, z = const. Значения скорости от нижних к большим показаны градациями серого цвета от черного к белому.

На рис. 5 представлена выходящая из трубки струя, в начальном участке которой видны вихревые образования. Под струей находится область со скоростью, меньшей скорости сносящего потока, здесь предполагается сложное вихревое движение, образованное наложением следов трубок в потоке и аналогичных следов самих струй.

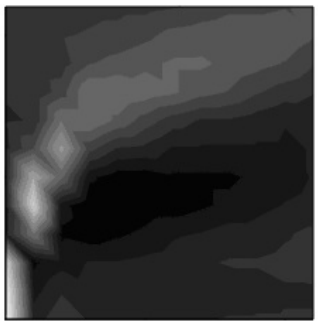
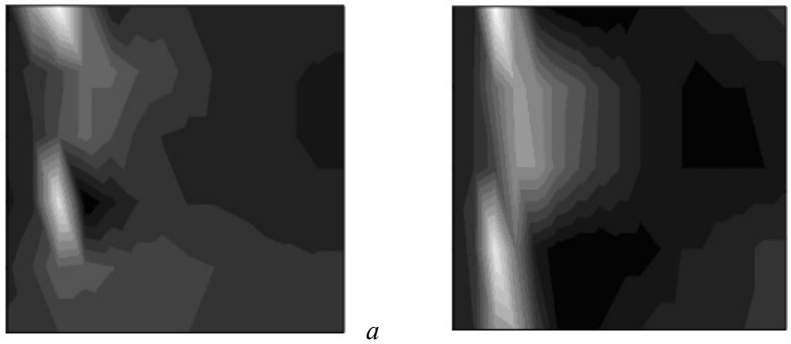


Рис. 5. Качественная картина поля скорости одной из струй в плоскости *XZ* при $y = -1.36d$ (осевое сечение)

На рис. 6 представлены картины полей скорости в плоскости *XY* для двух значений z. Следы струй сливаются, а между ними образуется перемычка, образованная их взаимодействием. Две струи остаются отдельными до последних исследованных сечений оси z ($z = 5d$); они взаимодействуют, но не сливаются в одну.



а *б*

Рис. 6. Качественная картина поля скорости струй в плоскости *XY*: *а* – $z = 0.23d$, *б* – $z = 1.59d$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 19-79-30075).

Литература

1. Mahjoub Said N., Habli S., Mhiri H. et al. Flow field measurement in a crossflowing elevated jet // J. of Fluids Engineering. 2007. Vol. 129. P. 551–562.

2. Добросельский К. Г. Оценка распространения вертикальных газообразных выбросов // Теплоэнергетика. 2013. № 10. С. 75–80.

3. Иванов Ю. В. Газогорелочные устройства. М.: Недра, 1972. – 276 с.

4. Radhoaune A., Mahjoub Said N., Mhiri1 H. et al. Thermal field of twin variably elevated tandem jets in crossflow // Defect and Diffusion Forum. 2014. Vol. 348. P. 155–161.

5. Добросельский К. Г. Исследование действия поперечного потока на вдуваемые нормально вертикальные приподнятые низконапорные струи // ИФЖ. 2012. Т. 85, № 6. С. 1285–1291.

УДК 532.525

ИССЛЕДОВАНИЕ ОХЛАЖДЕНИЯ СТЕНКИ ПРИСТЕННОЙ ГАЗОВОЙ ЗАВЕСОЙ, ВДУВАЕМОЙ ЧЕРЕЗ НАКЛОННЫЕ КРУГЛЫЕ ОТВЕРСТИЯ В ПОПЕРЕЧНУЮ ТРАНШЕЮ

А. Ю. Дьяченко[1], М. В. Филиппов[1,2], В. И. Терехов[1], И. А. Чохар[1], М. А. Пахомов[1]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2]Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

Введение. Современная индустрия требует непрерывного увеличения эффективности и производительности газовых турбин, что достигается путем увеличения температуры на входе в турбину, а температура плавления материалов, использующихся для изготовления газовых турбин значительно ниже температуры на входе в турбину. Следовательно, методы защиты стенки от горячего газа должны постоянно улучшаться.

Одним из наиболее простых решений для защиты стенки является подача холодного газа вдоль поверхности. За последние полвека большое количество ученых исследовали фундаментально физику охлаждения в виде газовой завесы для повышения эффективности охлаждения. Пленочное охлаждение лопатки газовой турбины зависит от параметров потока, таких как коэффициент обдува, профиль скорости на входе, интенсивность турбулентности и т. д., а также от геометрических параметров, таких как форма струи, угол впрыска охлаждающей жидкости, конфигурация камеры подачи охлаждающей жидкости.

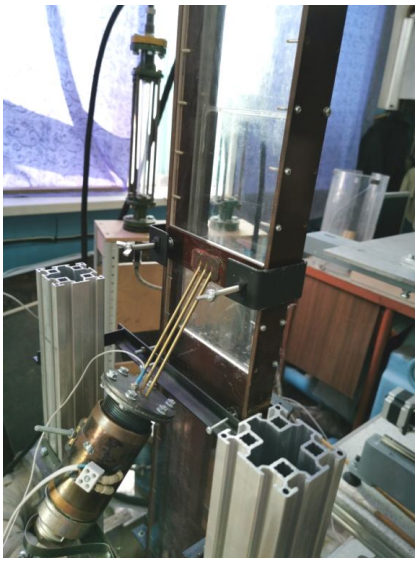
Оказалось, что отверстия коническим выходом обеспечивают наибольшую адиабатическую эффективность среди конфигураций пленочного охлаждения, но их изготовление является очень дорогостоящим. Было показано, что некоторые конфигурации цилиндрических отверстий, встроенных в поперечные канавки, выполняют функцию размазывания и прилипания завесы, благодаря спиральным вихрям, образующимся внутри траншеи. А эффективность газовой завесы при вдуве через цилиндрические отверстия в поперечную траншею не уступает эффективности завесы, вдуваемой через конические отверстия. Более того, траншеи дешевле изготавливать, чем конические отверстия. Также, траншеи небольной глубины сла-

бо влияют на прочность стенки. Производительность траншеи сильно зависит от конфигурации, поэтому важно исследовать эффективность газовой завесы в зависимости от изменения глубины, ширины и формы, чтобы максимизировать эффективность траншеи.

В литературе имеется много данных по данной тематике как для разных модификаций струй [1], так и для различных конфигураций траншеи [2–9]. Оказалось, что для ширины траншеи, равной большой полуоси сопла (выход круглых струй под углом образует эллипс), теплозащита стенки наиболее эффективна. Также при увеличении глубины траншеи теплозащита стенки увеличивается. При скруглении или фаске на выходе из траншеи эффективность газовой завесы повышается.

Целью данной работы являлось экспериментально исследовать влияние расхода и глубины траншеи на тепловую эффективность газовой завесы.

Экспериментальная установка. Измерения теплообмена проводились с помощью тепловизора Fluke TiX 1000 (рис. 1). Вторичный газовый поток подавался через три отверстия, расположенные в траншее, диаметром b = 3 мм. Расстояние между осями отверстий составляло 10 мм. Длина рабочего канала была 950 мм, его ширина 150 мм и его высота составляла 20 мм. Исследования выполнены для однорядной системы из трех отверстий, расположенных под углом α = 30°, глубина траншеи была h = 1, 2, 3 мм и ее ширина w = 6.4 мм. Скорость основного воздушного потока U_1 =10 м/с, а вторичного на выходе из круглых отверстий была U_2 = 7, 10, 17 и 20 м/с.



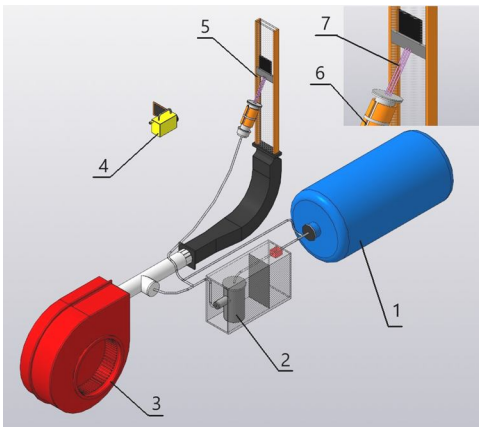


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (1 – компрессор, 2 – генератор аэрозоля, 3 – вентилятор, 4 – тепловизор, 5 – рабочий канал, 6 – ресивер-нагреватель, 7 – подводящие трубки) и фотография экспериментального участка

Результаты эксперимента. Эксперимент проводился для однорядовой системы из трех отверстий, встроенных в поперечную траншею. В силу симметрии была рассморена обратная задача – нагрев стенки с помощью газовой завесы. Температура основного потока 20 °C. Температура газа составляла 50 °C. На рис. 2 показаны результаты, полученные при нагревании стенки для различных соотношений вдува и глубин траншей.

Видно, что эффективность газовой завесы, вдуваемой в поперечную траншею прямо пропорциональна глубине траншеи. Завеса становится более широкой и слабо смешивается с основным потоком в ближней зоне. Это связано с тем, что струя, выходящая из траншеи, играет роль преграды, а дальше сдавливается основным потоком. Вследствии того, что горячий газ, выходящий за траншей (h = 2,3), в отличие от (h = 0,1), захватывает всю область между струями, и, соответственно, между струями не образуется противовращающихся вихревых пар и эффективность газовой завесы резко возрастает. Также нельзя не заметить, что при больших коэффициентах вдува, эффективность газовой завесы падает, что связано с тем, что струя пробивает набегающий поток и сильнее с ним взаимодействует.

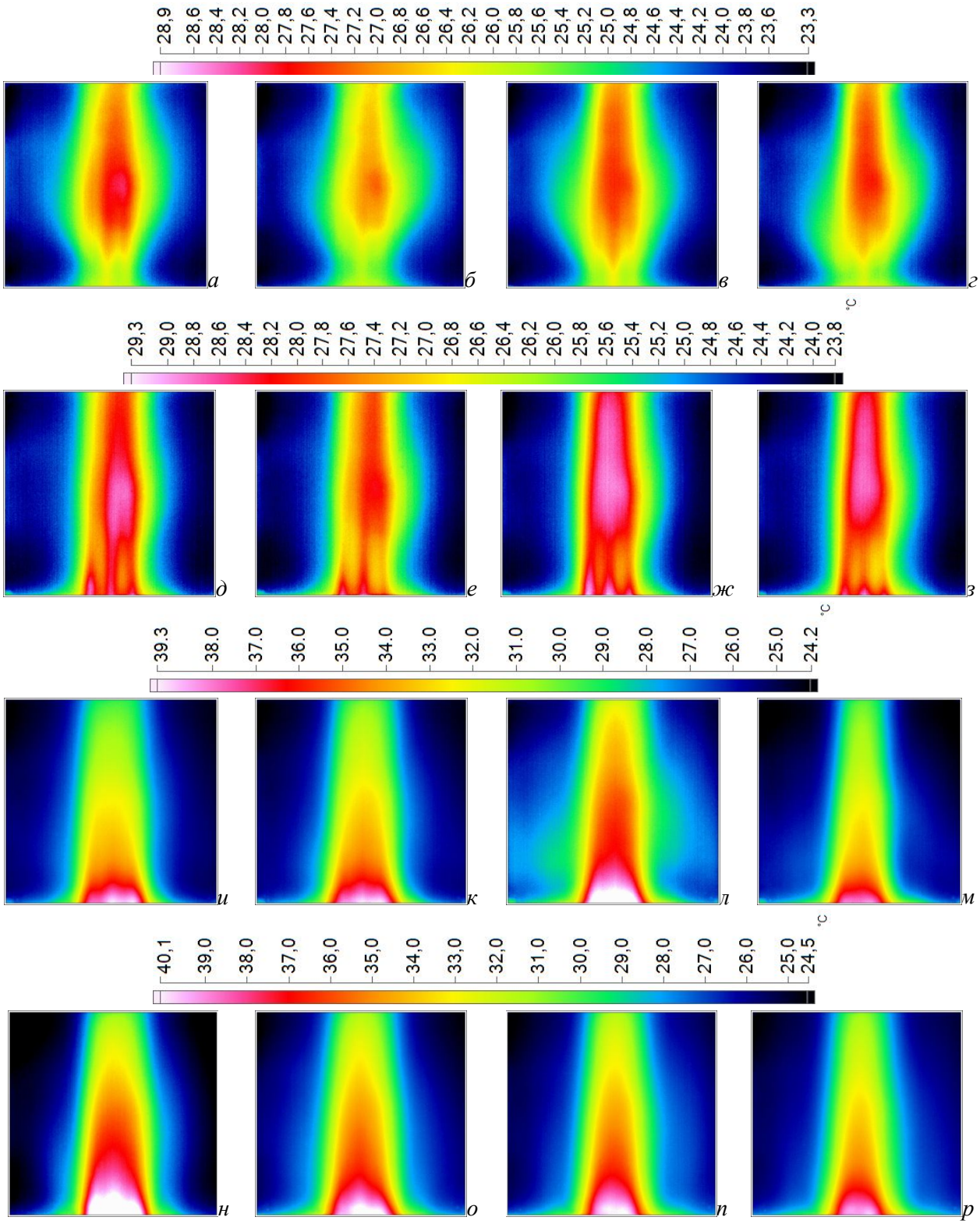


Рис. 2. Термограммы при h = 0 (*а*, *б*, *в*, *г*), 1 (*д*, *е*, *ж*, *з*), 2 (*и*, *к*, *л*, *м*), 3 (*н*, *о*, *п*, *р*). U_1 = 10 м/с. U_2 = = 7 м/с (*а*, *д*, *и*, *н*), 10 (*б*, *е*, *к*, *о*), 17 (*в*, *ж*, *л*, *п*), 20 (*г*, *з*, *м*, *р*)

Заключение. Проведено экспериментальное исследование влияния глубины траншеи и соотношения вдува на характеристики охлаждения стенки. Эффективность газовой завесы измерялась с помощью метода инфракрасной термографии. Выявлено, что глубина траншеи сильно влияет на эффективность охлаждения.

Показано, что эффективность газовой завесы, вдуваемой в поперечную траншею прямо пропорциональна глубине траншеи. Стенка сильнее нагревается как в длину, так и в ширину Наиболее резкий рост эффективности происходит при $h = 2$ вследствие равномерного распространения горячего возуха по всему пространству траншеи, что исключает образование противовращающихся пар, которые оказывают наиболее сильный отрицательный эффект на эффективность газовой завесы. Более того, эффективность газовой завесы обратно пропорциональна коэффициенту вдува. Это очень важно в технических приложениях, когда требуется большое количество охлаждающей жидкости.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-08-00386).

Обозначения

b – диаметр отверстия, мм; d – расстояние между центрами отверстий, мм; l_1 – длина рабочего канала, мм; l_2 – ширина рабочего канала, мм; l_3 – высота рабочего канала, мм; h – глубина траншеи, мм; w – ширина траншеи; α – угол наклона, °; U_1 – среднерасходная скорость потока, м/с, U_2 – среднерасходная скорость струй, м/с.

Литература

1. Alok Dhungel, Yiping Lu, Wynn Phillips, Srinath V. Ekkad, James Heidmann. Film cooling from a row of holes supplemented with anti vortex holes // ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea and Air May 14–17, 2007. Montreal, Canada. P. 375–384.

2. Harrison Katharine L., Bogard David G. CFD predictions of film cooling adiabatic effectiveness for cylindrical holes embedded in narrow and wide transverse trenches// ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea and Air. May 14–17, 2007. Montreal, Canada. P. 811–820

3. Yiping Lu, Alok Dhungel, Srinath V. Ekkad, Ronald S. Bunker. Film cooling measurements for cratered cylindrical inclined holes // ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea and Air. May 14–17, 2007. Montreal, Canada. P. 329–338.

4. Yiping Lu, Srinath V. Ekkad, Ronald S. Bunker. Trench film cooling: effect of trench downstream edge and hole spacing // Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea and Air GT2008. June 9–13, 2008, Berlin, Germany. P. 563–569.

5. Zhang D. H., Sun L., Chen Q. Y., Lin M., Zeng M., Wang Q. W. Film cooling from a row of holes with both ends embedded in transverse slots // Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea and Air GT2008. June 9–13, 2008, Berlin, Germany. P. 1219–1227.

6. Yiping Lu, Alok Dhungel, Srinath V. Ekkad, Ronald S. Bunker. Effect of trench width and depth on film cooling from cylindrical holes embedded in trenches // ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea and Air. May 14–17, 2007. Montreal, Canada. P. 339–349.

7. Habeeb Idowu Oguntade, Gordon E. Andrews, A. D. Burns, Derek B. Ingham, Mohammed Pourkashanian. Improved trench film cooling with shaped trench outlets // J. Turbomach. Vol. 135. March 2013. P. 021009.

8. Халатов А. А., Борисов И. И., Дашевский Ю. Я., Коваленко А. С., Шевцов С. В. Пленочное охлаждение плоской поверхности однорядной системой наклонных отверстий в траншее: влияние внешней турбулентности и ускорения потока // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 6. С. 731–737.

9. Ki-Don Lee, Kwang-Yong Kim. Film cooling performance of cylindrical holes embedded in a transverse trench // Numerical Heat Transfer. 2014. Vol. 65. Part A. P. 127–143.

УДК 532.517.4: 536.25

ЗАВИСИМОСТЬ ЧИСЛА НУССЕЛЬТА ОТ ЧИСЛА РЭЛЕЯ В СЛУЧАЕ ЛОКАЛИЗОВАННОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА

А. В. Евграфова, А. Н. Сухановский

Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия

Введение. Конвективный теплообмен является ключевым в ряде природных и технологических процессов. По этой причине часто встает вопрос о зависимости эффективности теплообмена от параметров задачи, таких как геометрические размеры, характеристики рабочей среды и тип внешних воздействий.

На настоящий момент подробно изучен случай, когда слой жидкости или газа подогревается снизу и охлаждается сверху – классическая конвекция Рэлея–Бенара. Теория, описывающая процессы теплообмена в конвекции Рэлея–Бенара для широкого диапазона чисел Рэлея и Прандтля, была предложена в работах Гроссмана и Лозе [1, 2]. Результаты теории хорошо согласуются с экспериментами [3, 4]. Однако широкий класс прикладных задач, таких как оптимизация систем охлаждения электронного оборудования, создание полупроводниковых монокристаллов, проектирование ядерных реакторов требует рассмотрения конвекции от локализованного источника тепла.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования процессов теплообмена в горизонтальном слое жидкости при наличии на дне локализованного источника тепла.

Результаты. В качестве рабочих установок были использованы цилиндрические полости следующих размеров. Первая кювета (I) имела диаметр D_1 = 300 мм, в центре, заподлицо с дном кюветы, был вмонтирован медный теплообменник в виде цилиндрической пластинки диаметром d_1 = 104 мм и толщиной 10 мм. Боковые стенки и дно были изготовлены из плексигласа толщиной 3 мм и 20 мм соответственно (рис. 1). Вторая полость (II) имела диаметр D_2 = 690 мм, дно модели представляло собой текстолитовую пластину толщиной 20 мм, в центре которой был помещен медный теплообменник с d_2 = 104 мм. Питание нагревателей происходило через источник постоянного тока, температура нагревателей контролировалась в ходе всех экспериментов. Управление температурой и мощностью нагрева осуществлялось системой Термодат.

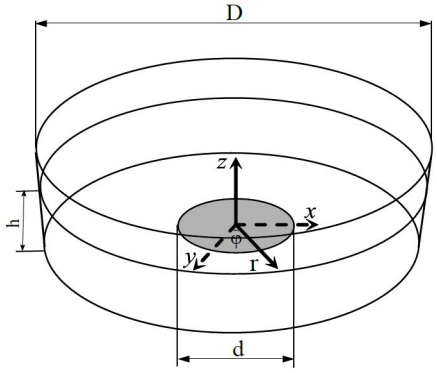


Рис. 1. Схематичное изображение экспериментальной установки и расположение системы координат

В качестве рабочих жидкостей были использованы силиконовые масла различной вязкости – 3.2, 5.8 и 21 сСт при 25 °С (Pr = 38, 67, 209). Поверхность жидкости всегда была свободной, температура в комнате поддерживалась постоянной в ходе всех экспериментов. Высота слоя жидкости для первой модели была фиксированной и составляла h_1 = 30 мм, для второй модели эксперименты были проведены для h_2 = 30 и 40 мм.

Температура масла в кюветах измерялась при помощи гребенки из 12 медь-константановых термопар с диаметром спая не более 0.2 мм и диаметром проводов 0.1 мм. Температура измерялась в центральном вертикальном сечении над нагреваемой областью. Данные с термопар передавались системе сбора данных Agilent с 16 канальным мультиплексором. Контроль над частотой измерений и временем приема данных реализован программным обеспе-

чением Agilent BenchLink Data Logger 3. Для оценки средней температуры была использована дополнительная термопара, она была помещена на периферию исследуемой области.

В качестве безразмерных параметров, характеризующих течение, были использованы число Прандтля Pr и число Рэлея Ra:

$$\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{\chi}, \qquad \mathrm{Ra} = \frac{g\beta h^3 \Delta T}{\nu\chi},$$

где g – модуль вектора гравитационного ускорения, h – высота слоя жидкости, β – коэффициент теплового расширения, ΔT – разница температур между температурой нагревателя и комнатной температурой, ν – коэффициент кинематической вязкости, χ – коэффициент температуропроводности.

Для оценки интенсивности теплообмена было использовано число Нуссельта $\mathrm{Nu} = q/q_\lambda$, где q_λ – поток тепла за счет теплопроводности, q – полный поток тепла. Тепловые потоки вычислялись по формулам

$$q = \frac{P}{S}, \qquad q_\lambda = \lambda \frac{T_h - T_s}{h},$$

где P – мощность нагрева, S – площадь поверхности нагревателя, T_h – температура нагревателя, T_S – температура поверхности жидкости. Температура поверхности жидкости определялась следующим образом. Гребенка термопар последовательно располагалась на высотах z = 28, 29 и 30 мм (z = 38, 39 и 40 мм). Время измерений составляло около 1000 с на каждой высоте. Затем температура усреднялась по времени и пространству в этом тонком приповерхностном слое. Результирующая температура T_S была использована для вычисления q_λ.

Зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея для различных жидкостей и аспектных соотношений представлена на рис. 2. Изменение аспектного отношения может влиять на формирование пограничного слоя вблизи поверхности нагревателя, а значит, оказывать существенное влияние на интенсивность теплообмена. Как видим на рисунке, изменение толщины слоя в отличие от изменения диаметра модели приводит к заметному изменению теплопотока, Степенная зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея при увеличении аспектного отношения не изменяется.

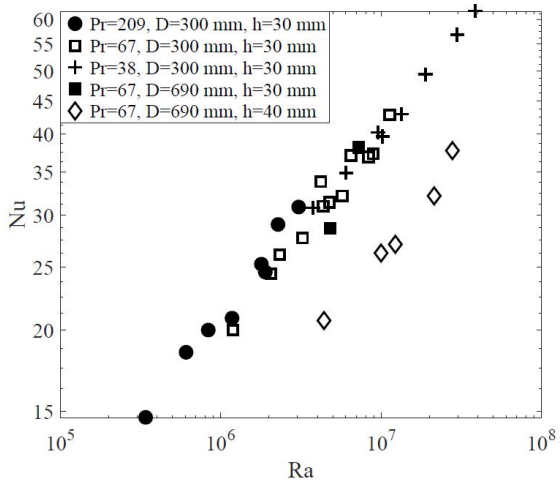


Рис. 2. Зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея

Заключение. В данной работе были исследованы процессы теплообмена от локализованного источника тепла. Было показано, что увеличение аспектного отношения (отношение высоты слоя к диаметру нагревателя) ведет к изменению интенсивности теплообмена.

Работа выполнена при поддержке правительства Пермского края (С-26/788).

Литература

1. Grossmann S., Lohse D. Scaling in thermal convection: a unifying theory // J. of Fluid Mechanics. 2000. Vol. 407. P. 27–56.

2. Grossmann S., Lohse D. Thermal convection for large Prandtl Numbers // Physical Review Letters. 2001. Vol. 86. P. 3316–3319.

3. Niemela J. J., Skrbek L., Sreenivasan K. R., Donnelly R. J. Turbulent convection at very high Rayleigh numbers // Nature. 2000. Vol. 404. P. 837–840.

4. Ahlers G., Brown E., Nikolaenko A. The search for slow transients, and the effect of imperfect vertical alignment, in turbulent Rayleigh B'enard convection // J. of Fluid Mechanics. 2006. Vol. 557. P. 347–367.

УДК 621.438-226.2-71:66.021.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ КАНАЛОВ ПЕРФОРАЦИИ И ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАГРАДИТЕЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ЛОПАТОК ТВД

Г. Б. Жестков, Е. В. Щербакова, С. В. Белов

Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова (ЦИАМ), г. Москва, Россия
gbzhestkov@ciam.ru, evscherbakova@ciam.ru, svbelov@ciam.ru

В лопатках с конвективно-плёночным охлаждением современных турбин высокого давления (ТВД) существенную роль играет заградительное (плёночное) охлаждение. Наибольшая эффективность плёночного охлаждения достигается при спутном течении газового потока и охладителя. Поэтому одним из направлений повышения эффективности плёночного охлаждения лопаток высокотемпературных турбин является применение отверстий профилированной формы, при котором струям воздуха, вытекающим на охлаждаемую поверхность, стремятся придать то же направление, что и у газового потока. Расчётные и экспериментальные исследования в данной области имеют актуальное значение при разработке перспективных газотурбинных двигателей.

В работе проведены расчётное исследование и сопоставление эффективности плёночного охлаждения при истечении охладителя из цилиндрического канала и канала профилированной формы, определено влияние параметров потока (градиента давления) на эффективность охлаждения прямолинейного и криволинейного каналов.

При проведении сопряженных теплогидравлических расчетов (газодинамика + тепло) в 3D-постановке использовался программный комплекс CFX, основанный на решении полных трехмерных нестационарных уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу и описывающих пространственные течения вязкого сжимаемого газа. Для замыкания уравнений Рейнольдса использована двухпараметрическая SST модель турбулентности Вилкокса, основанная на решении уравнений для k и ω. Течение газа в непосредственной близости от стенки описано с помощью масштабированной пристеночной функции, а переход из ламинарного течения в турбулентное – с помощью транзитной модели турбулентности, основанной на решении алгебраического выражения (Specified Intermittency) [1–3].

При разработке численной модели использованы полученные при продувке решетки лопаток экспериментальные данные по расходным характеристикам системы пленочного охлаждения в диапазоне 0,5–1,0% относительного расхода воздуха через ряд перфорации, соответствующего натурным режимам работы сопловых лопаток турбины. Интенсивность выдувов $M = (\omega_в \rho_в)/(\omega_г \rho_г)$ моделировалась изменением давления охладителя на входе в отверстия перфорации. Для проведения расчетов во входном сечении канала задавались соответствующие условиям модельного эксперимента параметры: давление, температура торможения и угол натекания газового потока ($P_0^* = 1.1 \cdot 10^6$ н/м^2, $T_0^* = 700$ К, $\alpha = 0$), в выходном сечении – статическое давление ($P = 1 \cdot 10^6$ н/м^2). В начальном сечении канала выдува охлаждающего воздуха задавались расход G и температура $T_в^*$. Рассматривались цилиндрический канал перфорации диаметром D = 1.4 мм, расположенный под углом 45^o к охлаждаемой стенке канала, и профилированный канал того же начального диаметра, с углом выхода 27^o.

Основные безразмерные (по отношению к диаметру отверстия выдува охлаждающего воздуха D) геометрические параметры расчетной области: расстояние между отверстиями перфорации H = 2.84, высота канала h = 3.55, длина начального участка L_1 = 8, длина выходного участка L_2 = 22, толщина стенки h_1 = 1.42.

В результате проведенных расчетных исследований получены зависимости безразмерной температуры $\Theta = (T_0^* - T_{ст})/(T_0^* - T_в^*)$, где $T_{ст}$ – температура стенки канала, от расстояний от места выдува из цилиндрического отверстия, которые представлены на рис. 1. Как следует из полученных результатов, при отсутствии выдува стенка охлаждается за счет вынужденного конвективного теплообмена между стенкой и воздухом до Θ = 0.3, а при наличии выдува эффективность охлаждения возросла до Θ = 0.5 при меньшем, чем в предыдущем случае, относительном расходе воздуха. По-видимому, выдув охладителя на поверхность профиля приводит к турбулизации и усилении вихревых эффектов в слоях потока, примыкающих к стенке канала.

Аналогичные результаты для выдува воздуха из профилированного канала приведены на рис. 2. На расстоянии $X/D > 10$ от места выдува эффективность охлаждения стенки при выдуве воздуха из профилированного канала на 10–15% превосходит аналогичные показатели для случая выдува из цилиндрического канала. При расстоянии $X/D < 5$ наибольшая эффективность охлаждения достигается в обоих рассматриваемых случаях при минимальном рассматриваемом расходе охлаждающего воздуха и сопоставима между собой. Сравнение эффективности охлаждения для выдува из цилиндрического канала и фаншейпа показало, что при $X/D < 5$ эффективность охлаждения лучше для цилиндрического канала, а при $X/D > 5$ – у профилированного канала. Применение профилированных отверстий позволяет повысить на 5–10% эффективность плёночного охлаждения на спинке лопатки.

Для исследования влияния кривизны газового канала на эффективность охлаждения при выдуве охладителя из отверстий диаметром D = 1.4 мм цилиндрический формы, расположенных под углом 45^o к охлаждаемой стенке канала. Непосредственно за местом выдува располагался криволинейный участок с радиусом поворота R и углом поворота 45^o, а за ним – прямолинейный участок. Основные безразмерные (по отношению к D) геометрические параметры расчетной области: расстояние между отверстиями перфорации H = 2.84, высота канала h = 3.55, длина начального участка L_1 = 8, длина выходного участка L_2 = 22, радиус кривизны вогнутой стенки R = 14.2 и 7.1, радиус кривизны выпуклой стенки R = 14.2 и 7.1.

На рис. 3 и 4 приведены распределения температуры в плоскости симметрии канала перфорации при различной кривизне канала и при максимальной интенсивности выдува. Как видно из рисунков, за местом выдува сформировались циркуляционные зоны. Наибольшая по размеру зона соответствует вогнутому каналу, где выдув воздуха осуществляется в область пониженных скоростей течения, а наименьшая – выпуклому каналу с выдувом воздуха в область повышенных скоростей течения. Такая тенденция справедлива для всех рассмот-

ренных величин интенсивности выдува. После присоединения потока на стенке канала формируются динамические пограничные слои. Наиболее тонкий пограничный слой наблюдается в выпуклом канале, в прямолинейном канале толщина пограничного слоя нарастает, а в вогнутом канале толщина пограничного слоя наиболее значительна, причем немного деформировано ядро потока. Аналогичным образом ведут себя и тепловые пограничные слои. Отчетливо видно, что при выдуве охладителя на поверхность вогнутого газового канала часть охлаждающего воздуха, отрываясь от стенки, попадает в ядро потока, при этом эффективность плёночного охлаждения снижается.

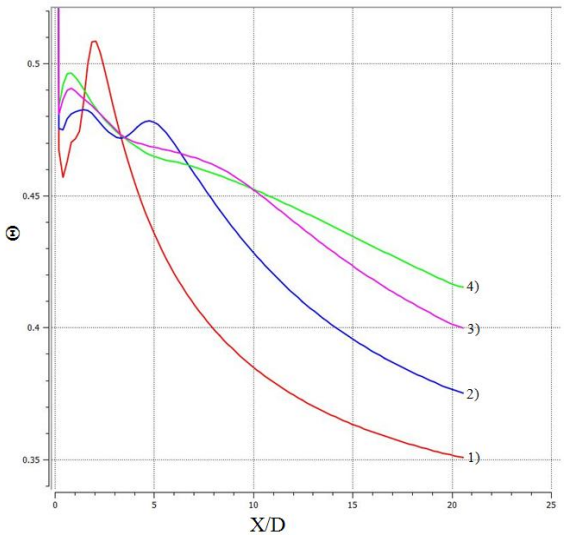


Рис. 1. Зависимость безразмерной температуры Θ от расстояния X/D от места выдува из цилиндрического отверстия при $P_0 = 1.1 \cdot 10^6$ н/м^2: 1 – G = 0.1 г/с, M = 0,12; 2 – 0.2 и 0,25; 3 – 0.3 и 0,37; 4 – 0.4 и 0,5

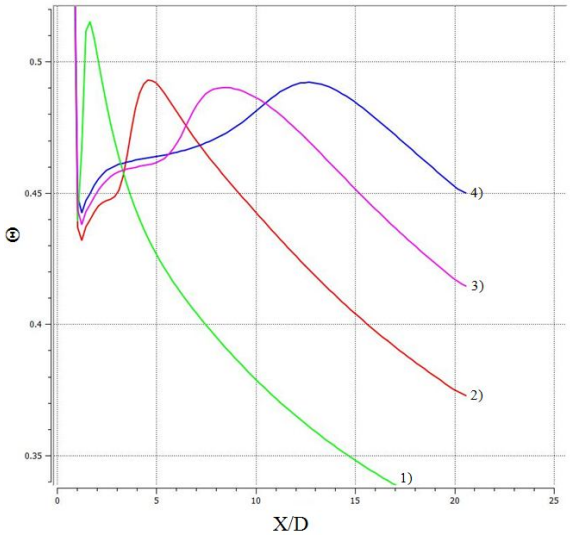


Рис. 2. Зависимость безразмерной температуры Θ от расстояния X/D от места выдува из отверстия с фаншейпом при $P_0 = 1.1 \cdot 10^6$н/м^2: 1 – G = 0.1 г/с, M = 0.12; 2 – 0.2 и 0,25; 3 – 0.3 и 0,37; 4 – 0.4 и 0,5

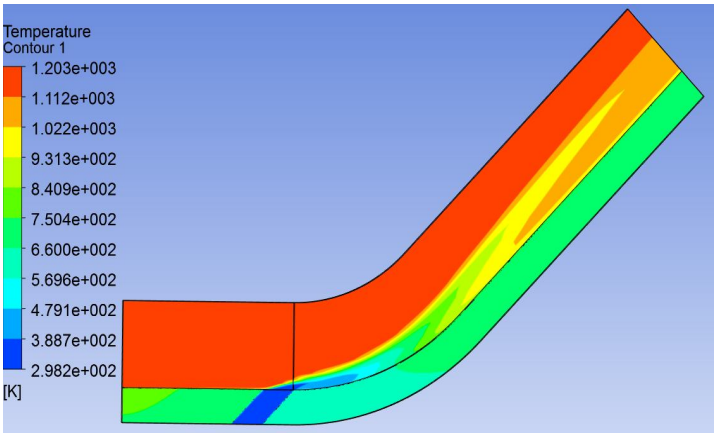


Рис. 3. Распределения температуры в плоскости симметрии канала (вогнутый газовый канал) перфорации при интенсивности выдува M = 0.46

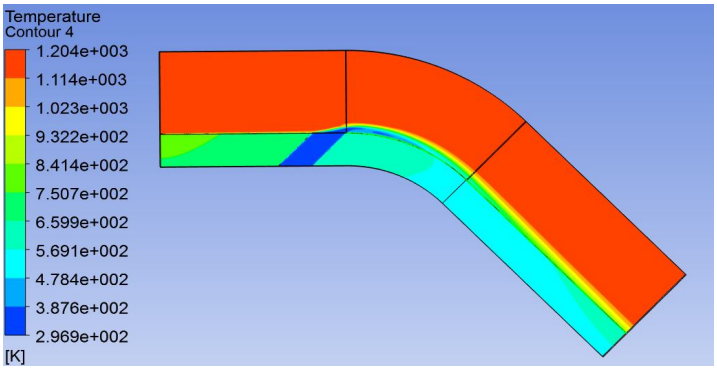


Рис. 4. Распределения температуры в плоскости симметрии канала (выпуклый газовый канал) перфорации при интенсивности выдува M = 0.46

При исследовании влияния форм (выпуклой и вогнутой) газового канала на параметры потока получено, что для криволинейного канала коэффициент теплопередачи на выпуклой стенке при отсутствии выдува немного больше, чем на вогнутой стенке. На вогнутой стенке также меньше поверхность соприкосновения с горячим воздухом и больше охлаждаемая поверхность, на прямолинейной стенке они равны, а на выпуклой стенке нагреваемая поверхность превышает превышает охлаждаемую. Выдув охладителя кардинально меняет ситуацию: наиболее эффективным оказывается охлаждение выпуклой стенки, а наименее эффективным – вогнутой стенки. При расстоянии $L_x/D \geq 10$ на вогнутой стенке пленочное охлаждение вообще отсутствует.

При наличии градиента давления во внешнем потоке и малых расстояниях от места выдува $L_x/D < 2$ эффективность пленочного охлаждения для криволинейного канала и прямолинейной поверхности практически одинакова, а при значительных расстояниях от места выдува $L_x/D > 10$ эффективность пленочного охлаждения отсутствует.

Для качественного сопоставления результатов тестовых расчетов с сопряженным расчетом обтекания сопловой лопатки при наличии выдувов охлаждающего воздуха проведен расчет плоской решетки с шестью рядами отверстий охлаждения. По два ряда отверстий охлаждения расположены на вогнутой и выпуклой поверхностях лопатки, по одному ряду - около критической точки и в выходной кромке.

Результаты сопряженного в 3D-постановке теплогидравлического расчета сопловой лопатки с отверстиями охлаждения показан на рис. 5. Как следует из полученных результатов, спинка лопатки охлаждается намного лучше корыта из-за более эффективного пленочного охлаждения, поскольку наличие выдувов охладителя приводит к дополнительной интенсификации теплоотдачи со стороны газа.

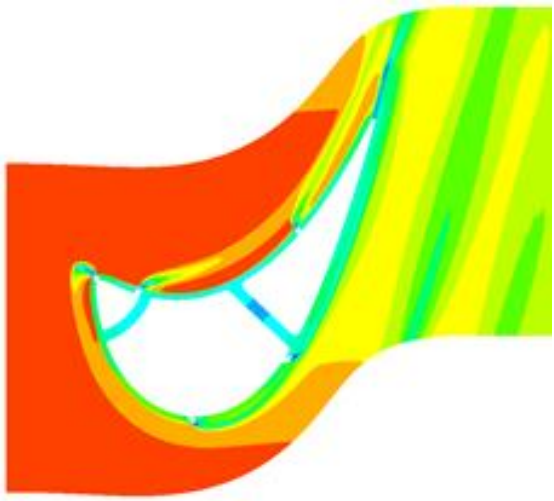


Рис. 5. Температурное поле газа и пера лопатки

Расчетные исследования показали, что применение профилированных отверстий позволяет повысить на 5–10% эффективность плёночного охлаждения на спинке лопатки. При проектировании лопаток с развитой системой конвективно-пленочного охлаждения на первоначальном этапе можно использовать расчет теплового состояния с учетом поправок на пленочное охлаждение, получаемых из решения модельных задач. Но для достоверного определения теплового состояния современных лопаток, для которых характерны развитое конвективно-пленочное охлаждение и существенная кривизна профиля, необходимо проведение сопряженного теплогидравлического расчета, позволяющего учесть рассмотренные особенности выдувов из отверстий охлаждения, и экспериментальных исследований как в модельных условиях, так и на натурных режимах работы ТВД.

Литература

1. Menter F. R., Langtry R. B., Likki S. R., Suzen Y. B., Huang P. G., and Völker S. A correlation based transition model using local variables. Part 1. Model formulation // ASME-GT2004-53452, ASME TURBO EXPO 2004. Vienna, Austria.

2. Langtry R. B., Menter F. R., Likki S. R., Suzen Y. B., Huang P. G., and Völker S. A correlation based transition model using local variables. Part 2. Test cases and industrial applications // ASME-GT2004-53454, ASME TURBO EXPO 2004. Vienna, Austria.

3. Langtry R. B., Menter F. R. Transition modeling for general CFD applications in aeronautics // AIAA. 2005. P. 2005-522.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОНДЕНСАЦИИ ВЛАГИ ИЗ СВЕРХЗВУКОВОГО ВОЗДУШНОГО ПОТОКА НА ВЕЛИЧИНУ АДИАБАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕНКИ

А. Г. Здитовец, А. И. Леонтьев, Н. А. Киселёв, Ю. А. Виноградов, С. С. Попович

Научно-исследовательский институт механики МГУ, г. Москва, Россия

Известно, что чем выше число Маха (M) потока и чем больше число Прандтля (Pr) отличается от единицы, тем больше температура торможения пристенных слоев (адиабатная температура стенки) отличается от температуры торможения невозмущенного потока. Адиабатная температура стенки определяется выражением:

$$T_{aw} = T_{0\infty}\left(\frac{1+r\cdot\frac{\gamma-1}{2}\cdot \mathrm{M}^2}{1+\frac{\gamma-1}{2}\cdot \mathrm{M}^2}\right), \qquad (1)$$

где $T_{0\infty}$, M – температура торможения и число Маха невозмущенного потока соответственно, r – коэффициент восстановления температуры, γ – показатель адиабаты. В случае турбулентного пограничного слоя на плоской стенке $r = f(\mathrm{Pr})$ и обычно в области изменения чисел Прандтля чистых газов (0.6–0.9) используется зависимость, предложенная Акерманном, $r = \mathrm{Pr}^{1/3}$.

Для большинства газов Pr ≈ 0.7, что не позволяет получить существенную разность между указанными температурами даже при высоких числах Маха. Например, для воздуха (Pr ≈ 0.72) при числе Маха M = 3 температура адиабатной стенки при турбулентном режиме течения составляет 0.935 от величины начальной температуры торможения потока. Во многих областях, таких как тепловая защита, безмашинное энергоразделение и т. п., снижение адиабатной температуры стенки при прочих равных условиях приводит к существенному положительному эффекту. Известны способы, позволяющие снизить адиабатную температуру стенки, такие как: нанесение на обтекаемую поверхность рельефа определенной формы; реламинаризация пограничного слоя; создание зон отрыва потока, например, в области взаимодействия с падающей ударной волной или при обтекании препятствия [1]. В экспериментальной работе [2] показано, что температура адиабатной стенки, обтекаемой сверхзвуковым потоком влажного пара, может быть равна термодинамической температуре потока, если в потоке присутствуют капли воды определенного размера и концентрации. В работах [3,4] в

рамках двухконтинуальной модели сжимаемого газокапельного пограничного слоя в сверхзвуковом двухфазном ламинарном потоке на плоской стенке проведены расчеты потоков массы и энергии дисперсной фазы на обтекаемой поверхности. Показано, что наличие даже очень малой концентрации капель (до 1% по массе) в основном потоке может приводить к значительному снижению адиабатной температуры стенки.

В настоящей работе экспериментально исследуется влияние капель жидкости, образовавшихся в скачке конденсации, на значение адиабатной температуры стенки. При этом начальное влагосодержание перегретого пара во влажном воздухе менялось в широком диапазоне.

Методика проведения экспериментального исследования. Исследования проводились на сверхзвуковой аэродинамической установке НИИ механики МГУ. Рабочая часть представляла собой осесимметричный канал, состоящий из цилиндрического (с небольшим сужением на входе) участка и следующих за ним двух конических (конусность 1:50) и двух цилиндрических участков круглого поперечного сечения (рис. 1). Длина каждого участка 100 мм. Общая длина канала составляла 500 мм. Материал стенок канала – латунь. Диаметр критического сечения – 10 мм. Расчетное число Маха на выходе из конического участка при изоэнтропическом течении M = 1.8. Вдоль канала располагались приемники статического давления p_i. В области возникновения скачка конденсации (первый конический участок) и в месте перехода с конического на цилиндрический участок частота расположения приемников увеличена.

Рабочее тело (сухой воздух, влажный воздух) поступало в канал из форкамеры, в которой располагались приемники полного давления $P_{0\infty}$, температуры торможения $T_{0\infty}$ и датчик относительной влажности потока RH. Также измерялись массовый расход воды, используемой для получения перегретого пара, температура перегретого пара, температура сухого воздуха (до смешения с паром).

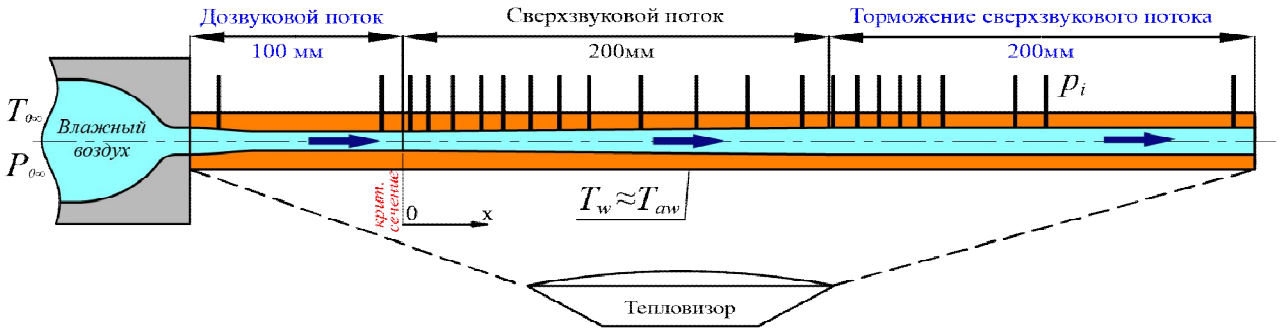


Рис. 1. Схема рабочей части сверхзвуковой аэродинамической установки

Исследования проведены для трех значений начальной температуры торможения ($T_{0\infty}$ = 25; 35 и 46 °C), начальное давление торможения воздуха $P_{0\infty}$ = 3.25 атм, начальная относительная влажность воздуха изменялась в диапазоне RH = 7–90%, начальное влагосодержание – в диапазоне 3.4–18.2 г/кг.

Экспериментальные исследования проводились следующим образом. Для случая «сухого» воздуха и определенного условиями эксперимента значения температуры торможения экспериментально определялась величина давления торможения воздушного потока, необходимая для «запуска» сверхзвукового течения по всей длине канала, начиная с критического сечения. Для этих параметров регистрировались статическое давление вдоль канала и температура внешней поверхности канала.

На следующем этапе исследования проводились во влажном воздухе. «Сухой» воздух смешивался с перегретым паром и поступал в форкамеру, где дополнительно подогревался до заданной температуры торможения. Значение влажности образующейся смеси (влажного

воздуха) регулировалось расходом перегретого пара. При этом давление и температура торможения влажного воздуха поддерживались одинаковыми при всех значениях начальной относительной влажности. Далее для каждого случая фиксировались распределения статического давления вдоль сверхзвукового канала и температура внешней поверхности канала, которые сравнивались с данными для «сухого» воздуха при идентичных начальных параметрах потоков.

Указанная последовательность действий проводилась для трех значений начальной температуры торможения влажного воздуха, что позволило провести исследования в широком диапазоне изменения начального влагосодержания.

Результаты. На рис. 2 приведены распределения статического давления и температуры внешней поверхности канала (на стационарном режиме она близка к адиабатной температуре стенки) для двух значений начальной температуры торможения воздуха 25 °С (рис. 2, *а*, *в*) и 46 °С (рис. 2, *б*, *г*). Рост RH приводил к повышению интенсивности скачка конденсации и смещению его в область меньших чисел Маха (к критическому сечению), как и следует из теории скачков конденсации [5]. Для одинаковых значений начальной относительной влажности интенсивность скачка тем выше, чем выше влагосодержание, т. е. чем выше температура воздуха в форкамере.

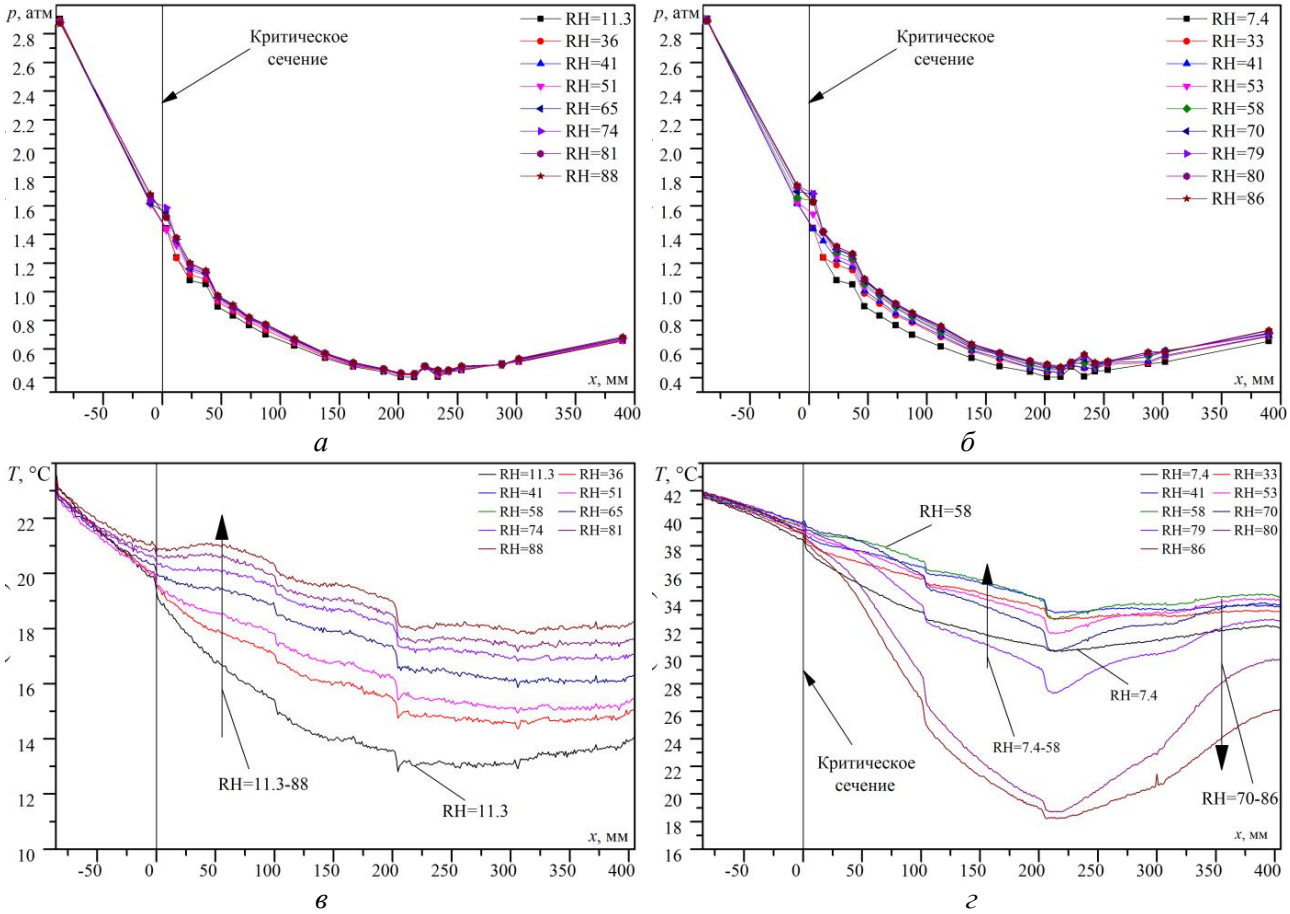


Рис. 2. Распределение статического давления (*а*; *б*) и температуры внешней поверхности (*в*; *г*) канала в зависимости от относительной начальной влажности потока $P_{0\infty}$ = 3.25 атм: *а*; *в* – $T_{0\infty}$ = 25 °С, *б*; *г* – 46

Если посмотреть на распределение температуры стенки для данных режимов, то можно отметить следующие тенденции. На режимах «сухого» воздуха, т. е. воздух поступал непосредственно из газгольдера без смешения с перегретым паром, начальная относительная

влажность соответствовала значению после компрессора (для $T_{0\infty}$ = 25 °C, начальная относительная влажность составляла RH = 11.3%, для $T_{0\infty}$ = 46 °C – RH = 7.4%). В этих случаях характер распределения температуры стенки соответствовал распределению числа M согласно выражению (1). На участке разгона потока от дозвуковой до сверхзвуковой скорости (первая цилиндрическая и две конические секции) температура стенки снижалась относительно температуры торможения, а на участке торможения сверхзвукового потока (две последние цилиндрические секции) возрастала. С ростом RH значение температуры стенки увеличивалось по сравнению с режимом «сухого» воздуха. При этом для случая $T_{0\infty}$ = 25 °C температура стенки росла для всех исследованных значений RH, тогда как для случая $T_{0\infty}$ = 46 °C только до значений RH ≈ 58%. Причем данные результаты воспроизводились на стенде с интервалом времени между пусками в 6 месяцев. Рост значения температуры стенки объясняется следующим: как следует из (1), T_{aw} растет при увеличении $T_{0\infty}$ и снижении M. Чем выше RH, тем больше тепловыделение в области скачка конденсации и, следовательно, больше его интенсивность. Таким образом, с увеличением RH число Маха после скачка конденсации снижается, а температура торможения потока растет, по сравнению со случаем «сухого» воздуха. Оба этих фактора приводят к росту температуры стенки. Однако при $T_{0\infty}$ = 46 °C начиная с режима RH = 58%, данная тенденция не прослеживается. Температура стенки начинает снижаться и при RH = 70% достигает значений, соответствующих «сухому» воздуху. Такое поведение в T_w может свидетельствовать о влиянии образовавшихся капель на распределение температуры в пограничном слое. Капли формируются в скачке конденсации, их температура близка к термодинамической температуре в месте возникновения скачка, т. е. существенно ниже, чем температура пристенных слоев воздуха. Попадая в пограничный слой, они испаряются и снижают температуру пристенных слоев. При одинаковых RH, но разных $T_{0\infty}$ (25 и 46 °C), влагосодержание отличается приблизительно в три раза, что, в свою очередь, может влиять на характеристики образующихся капель.

Заключение. Проведенные экспериментальные исследования показали, что наличие влаги в потоке может привести как к повышению, так и снижению температуры адиабатной стенки по сравнению со случаем «сухого» воздуха. Важным параметром является влагосодержание. На данном этапе исследований сложно дать однозначный ответ по поводу причин, вызывающих заметное снижение температуры адиабатной стенки на определенных режимах.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (грант 19-19-00234).

Литература

1. Leontiev A. et al. Adiabatic wall temperature and heat transfer coefficient influenced by separated supersonic flow // EPJ Web Conf. 2017. Vol. 159. P. 00030.

2. Игнатевская Л. А. Исследование двухфазного пограничного слоя на плоской стенке: дис. … канд. техн. наук. 1971.

3. Azanov G. M., Osiptsov A. N. The efficiency of one method of machineless gasdynamic temperature stratification in a gas flow // Int. J. Heat Mass Transf. 2017. Vol. 106. P. 1125–1133.

4. Леонтьев А. И., Осипцов А. Н., Рыбдылова О. Д. Пограничный слой на плоской пластине в сверхзвуковом газокапельном потоке. Влияние испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки // ТВТ. 2015. Vol. 53, No. 6. P. 910–917.

5. Wegener P. P., Mack L. M. Condensation in Supersonic and Hypersonic Wind Tunnels. 1958. P. 307–447.

УДК 621.396

ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ТЕПЛООТДАЧА В КАНАЛАХ С ОВАЛЬНО-ТРАНШЕЙНЫМИ И ОВАЛЬНО-ДУГОВЫМИ ВЫЕМКАМИ

С. А. Исаев[1], Ю. Ф. Гортышов[2], И. А. Попов[2], А. А. Миронов[2], А. Н. Скрыпник[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, КАИ, г. Казань, Россия

Сегодня основное направление исследований в области интенсификации конвективного теплообмена – это поиск оптимальных форм интенсификаторов [1]. В последние годы огромные успехи достигнуты за счет использования современных вычислительных технологий. Использование численных методов исследования резко повысило результативность работ. Однако для дальнейшего проведения работ требуется верификация численных алгоритмов и полученных результатов. Задача, на решение которой направлено представленное исследование – повышение теплогидравлической эффективности теплообменных каналов.

В работах [2–5] показано, что удлинение выемок приводит к усилению рециркуляционных течений в лунке и повышению на ее дне локальных коэффициентов теплоотдачи и, как следствие, увеличение осредненного по поверхности с рельефом из выемок коэффициента теплоотдачи. В связи с этим рекомендуется на практике выполнять углубления овально-траншейной и овально-дуговой формы. Форма углубления формируется из двух половинок сферической выемки диаметром b, соединенных цилиндрическим сегментом длиной l таким образом, чтобы реализовывалось условие: в первом случае касательная к данному сегменту составляет угол $\varphi = 45°$ по отношению к направлению потока; во втором – касательная к данному сегменту составляет угол $\varphi = 45°$ по отношению к направлению потока в начале углубления и угол 0° в конце углубления (рис. 1). Выемка должна иметь относительно большое удлинение (l/b = 4,7–5,78 или $l_к/b$ = 5,57–6,78) и относительную глубину h/b = 0,34–0,37.

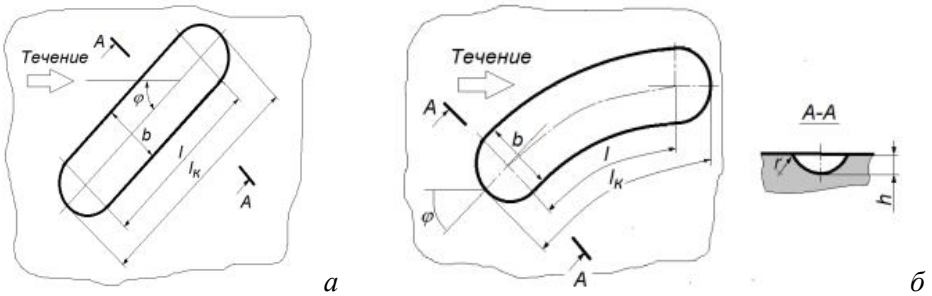


Рис. 1. Схема овально-траншейной (*а*) и овально-дуговой (*б*) выемки: l – длина цилиндрической части углубления, мм; $l_к$ – длина углубления, мм; h – глубина, мм; b – ширина углубления, мм; r – радиус скругления кромок углубления, мм; φ – угол натекания потока на углубление, град.

Экспериментальное исследование теплоотдачи и гидросопротивления проводилось на рабочем участке, представляющем собой щелевой канал со сменной интенсифицированной пластиной. По измеренным значениям перепада давления Δp на рабочем участке, давления на входе в него, расхода воздуха G, температурам потока на входе и выходе из участка, средней температуре поверхности теплообмена, а также мощности, подаваемой на электронагреватель, определяется коэффициент гидравлического сопротивления ξ и средний коэффициент теплоотдачи α:

$$\xi = \frac{2\Delta p d_э}{\rho w L}, \quad \alpha = \frac{Q}{\Delta t F};$$

где ρ – плотность воздуха, w – среднерасходная скорость воздушного потока, $w = G/(\rho F_к)$; $F_к$, П и L – площадь и периметр поперечного сечения и длина рабочего участка; $d_э$ – эквивалентный диаметр щелевого канала рабочего участка, $d_э = 4F/П$; $\Delta t = t_w - t_f$ – разность средних температур нагреваемой интенсифицированной поверхности и средней температуры потока в канале рабочего участка; Q – тепловой поток, отводимый от нагреваемой поверхности; F – поверхность теплообмена, рассчитываемая без учета развития поверхности выемками (по гладкой поверхности). В качестве определяющих размеров при вычислении критериев подобия использовался эквивалентный диаметр $d_э$ щелевого канала рабочего участка, а в качестве определяющей температуры – средняя температура теплоносителя в канале. Ожидаемая погрешность определения гидравлического сопротивления эксперимента не превысила 6%, теплоотдачи – 12%. Результаты тестовых опытов показали согласование расчетных и экспериментальных данных по гидравлическому сопротивлению ($\xi = 0{,}3164/\mathrm{Re}^{0{,}25}$) и теплоотдаче ($\mathrm{Nu} = 0{,}018\mathrm{Re}^{0{,}8}(T_f/T_w)^{0{,}5}$) для турбулентного режима течения в пределах 10–15%.

Анализ картин растекания и полей температур (локальных коэффициентов теплоотдачи), представленный в работах [6], показывает, что в области, крайней по ходу течения кромки, выемки возникают области с пониженными скоростями, а значит – с малыми локальными коэффициентами теплоотдачи. При удлинении выемки появление данных областей неизбежно, но необходимы решения по повышению скорости течения и, как следствие, локальных коэффициентов теплоотдачи. Для этого предложена новая форма углубления – в виде овально-дуговых углублений. Первичные результаты исследований структуры течения потока вблизи овально-дуговых выемок показали отсутствие застойных зон во второй половине выемок, а значит увеличение локальных скоростей в ней и, как следствие, прогнозируется повышение локальных коэффициентов теплоотдачи.

Исследования коэффициентов сопротивления проводилось для воздуха в каналах длиной 198 мм, шириной 98 мм и высотой 1,5 мм со стенкой, покрытой многорядными системами овально-траншейных и овально-дуговых выемок.

Установлено, что коэффициенты гидравлического сопротивления канала с односторонним расположением системы из трех рядов по потоку овально-дуговых выемок $h/b = 0{,}25$; $l_к/b = 7$ на 10–13% ниже (рис. 2), чем канала с подобным расположением системы овально-траншейных выемок тех же относительных размеров при расположении к потоку входных кромок 45°. При этом уровень гидросопротивления при турбулентном режиме течения теплоносителя овально-дуговых выемок практически на том же уровне, что и у сферических выемок при той же площади пятна одиночной выемки. Повышение же уровня гидросопротивления по отношению к гладкому каналу составляет при турбулентном режиме течения 2,5–3 раза. Данные подтвердились при исследованиях коэффициентов гидросопротивления при течении воды [6].

Также проведено экспериментальное исследование коэффициентов гидросопротивления щелевых каналов с однорядным расположением овально-траншейных и овально-дуговых выемок при течении воздуха. Результаты исследования в узких каналах также подтвердили установленный выше факт, что коэффициенты гидравлического сопротивления канала с односторонним расположением овально-дуговых выемок ($h/b = 0{,}33$; $l_к/b = 7$) на 10–13% ниже (рис. 3), чем у канала при расположении системы овально-траншейных выемок тех же относительных размеров к потоку входных кромок под углом 45°.

Однако следует отметить, что уровень коэффициентов гидравлического сопротивления при турбулентном режиме течения значительно ниже в каналах с однорядным расположением выемок относительной глубины $h/b = 0{,}33$ и относительной длины выемок $l_к/b = 7$ – в 1,8–

2,5 раза, чем уровень коэффициентов гидравлического сопротивления при турбулентном режиме течения в каналах с многорядным расположением выемок относительной глубины $h/b = 0{,}25$ и той же относительной длины.

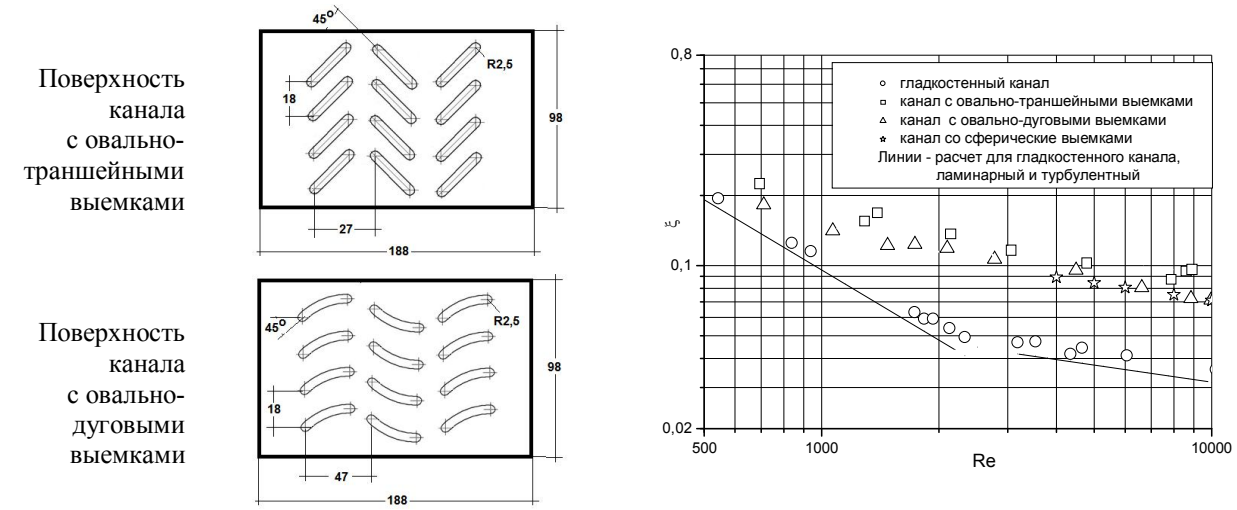


Рис. 2. Коэффициенты гидросопротивления в каналах со стенкой, покрытой многорядными системами овально-траншейных и овально-дуговых выемок

Таким образом, повышение уровня коэффициентов гидросопротивления в каналах с овально-дуговыми выемками по отношению к гладкому каналу составляет около 1,25 раза.

В [6] на основе термограмм тепловизионных исследований было установлено, что средняя разница температур поверхности и потока при фиксированном тепловом потоке и турбулентном режиме течения для систем овально-дуговых выемок на 5–20% ниже при различных скоростях потока, чем для поверхностей с овально-траншейными выемками.

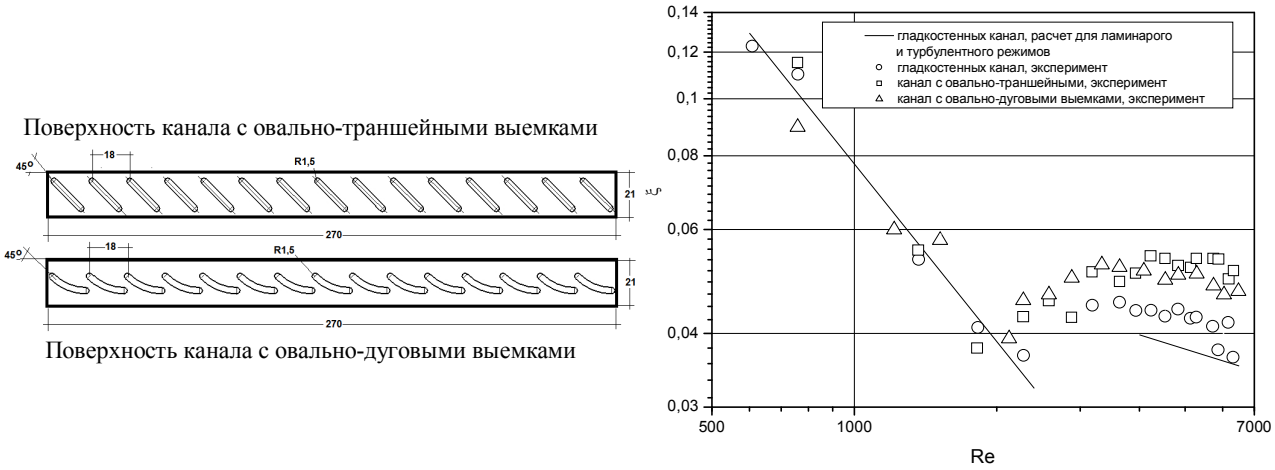


Рис. 3. Коэффициенты гидросопротивления в каналах со стенкой, покрытой однорядной системой овально-траншейных и овально-дуговых выемок

Данный факт подтвердился и при исследовании средних коэффициентов теплоотдачи при течении воздуха в каналах длиной 198 мм, шириной 98 мм и высотой 1,5 мм со стенкой, покрытой многорядными системами овально-траншейных и овально-дуговых выемок. Установлено, что коэффициенты теплоотдачи в канале с односторонним расположением системы из трех рядов по потоку овально-дуговых выемок $h/b = 0{,}25$; $l_к/b = 7$ на 5–10% выше (рис. 4), чем у канала с подобным расположением системы овально-траншейных выемок тех те относительных размеров при расположении к потоку входных кромок под углом 45°. При этом

уровень теплоотдачи в каналах с овально-дуговыми выемками с h/b = 0,25; $l_к/b$ = 7 до 20% выше, чем в каналах со сферическими выемками при той же площади пятна одиночной выемки. Интенсификация теплоотдачи в каналах с овально-дуговыми выемками с h/b = 0,25; $l_к/b$ = 7 составляет около 2,5 раз по сравнению с гладким каналом.

Также проведена серия экспериментов по определению коэффициентов теплоотдачи с односторонним расположением однорядных систем овально-траншейных и овально-дуговых выемок с h/b = 0,33; $l_к/b$ = 7 в диапазоне турбулентных течений (рис. 5). Установлено, что коэффициенты теплоотдачи в канале с овально-траншейными выемками в 2–2,3 раза выше, чем в гладкостенном канале, в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса.

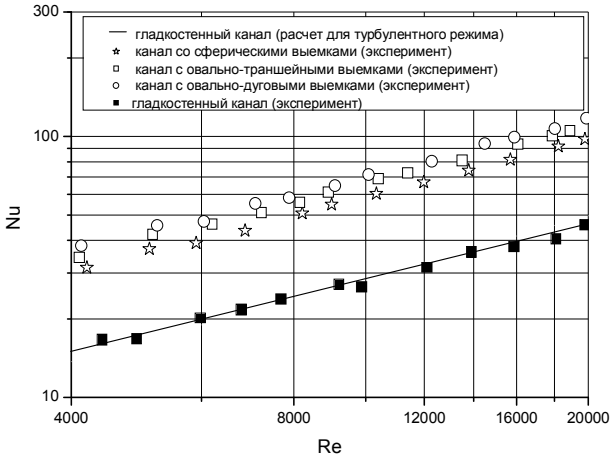


Рис. 4. Коэффициенты теплоотдачи в каналах со стенкой, покрытой многорядными системами овально-траншейных и овально-дуговых выемок

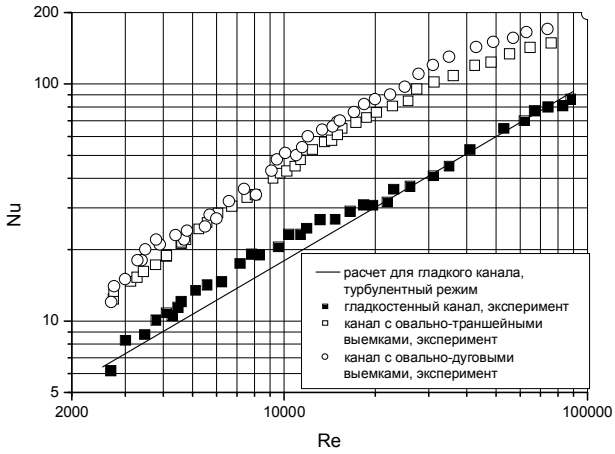


Рис. 5. Коэффициенты теплоотдачи в каналах со стенкой, покрытой однорядной системой овально-траншейных выемок

Сравнительный анализ теплогидравлической эффективности рассмотренных каналов с многорядными системами овально-траншейных и овально-дуговых выемок относительной глубины h/b = 0,25 и относительной длины $l_к/b$ = 7 производился по критериям тепловой эффективности $\varepsilon_т = Nu/Nu_{гл}$ и по фактору аналогии Рейнольдса $\varepsilon = (Nu/Nu_{гл})/(\xi/\xi_{гл})$, где $Nu_{гл}$ и $\xi_{гл}$ – значения числа Нуссельта и коэффициента гидросопротивления в гладкостенном канале. Анализ показал, что максимальная тепловая эффективность без учета развития поверхности за счет выемок свойственна каналу с овально-дуговыми выемками $\varepsilon_т$ = 2,5 раза в исследованном диапазоне чисел Re = 4000–20000, для каналов с овально-траншейными и сферическими выемками она составила 2,43 и 2,06 соответственно. Максимальные значения фактора аналогии Рейнольдса ε = 1,11 также были получены для канала с овально-дуговыми выемками. Для каналов с овально-траншейными и сферическими выемками при рассматриваемых условиях значения данного фактора составили 0,972 и 0,68 соответственно. Сравнение уровня теплогидравлической эффективности одно- и многорядных систем овально-траншейных выемок и выявленная практически одинаковая их тепловая эффективность показывают, что повышение взаимодействия вихревых структур, истекающих из выемок при многорядных системах, значительно увеличивает гидросопротивление канала, однако на уровень интенсификации теплоотдачи не оказывает значительного влияния.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 19-19-00259).

Литература

1. Rashidi S., Hormozi F., Sunden B., Mahia O. Energy saving in thermal energy systems using dimpled surface technology – a review on mechanisms and applications // Applied Energy. 2019. Vol. 250. P. 1491–1547.

2. Isaev S. A., Leont'ev A. I., Kornev N. V., Hassel E., and Chudnovskii Ya. P. Heat-exchange enhancement for laminar and turbulent flows in a narrow channel with one-row oval dimples // High Temperature. 2015. Vol. 53, No. 3. P. 375–387.

3. Isaev S. A., Schelchkov A. V., Leontiev A. I., Gortyshov Yu. F., Baranov P. A., Popov I. A. Vortex heat transfer enhancement in the narrow plane-parallel channel with the oval-trench dimple of fixed depth and spot area // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 109. P. 40–62.

4. Isaev S. A., Gritckevich M. S., Leontiev A. I., Milman O. O., Nikushchenko D. V. NT Vortex enhancement of heat transfer and flow in the narrow channel with a dense packing of inclined one-row oval-trench dimples // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 145. P. 118737.

5. Исаев С. А., Грицкевич М. С., Леонтьев А. И., Попов И. А., Судаков А. Г., Аномальная интенсификация турбулентного отрывного течения в наклоненных однорядных овально-траншейных лунках на стенке узкого канала // ТВТ. 2019. Т. 57, № 5. С. 797–800.

6. Миронов А. А., Исаев С. А., Гортышов Ю. Ф., Попов И. А., Щелчков А. В., Сагидуллин Ж. А. Поверхностные вихрегенераторы для интенсификации теплоотдачи // Тр. седьмой рос. нац. конф. по теплообмену. 2018. С. 398–403.

УДК 532.517:2:4:621.1.016.4

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В УЗКИХ КАНАЛАХ НАКЛОНЕННЫМИ ОВАЛЬНО-ТРАНШЕЙНЫМИ ЛУНКАМИ

С. А. Исаев[1,4], А. И. Леонтьев[2], Н. В. Корнев[3], Д. В. Никущенко[4], А. Е. Усачов[5]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия
[3]Университет Ростока, Росток, Германия
[4]Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, г. Санкт-Петербург, Россия
[5]Московский комплекс ЦАГИ, Москва, Россия

Интенсификация теплообмена является одной из актуальных областей развития современной теплофизики [1], причем одним из перспективных разделов конструирования энергоэффективных устройств являются технологии облуненных поверхностей [2]. Интерес к рельефам из упорядоченных лунок связан с возможностью обеспечить преобладающий рост теплоотдачи от омываемой стенки по сравнению с ростом гидравлических потерь. Анализ применения луночных технологий [2] показывает, что в большинстве случаев используются рельефы из сферических лунок. Такие лунки довольно давно рассматриваются как поверхностные вихревые генераторы, вносящие определяющий вклад в интенсификацию теплообмена на облуненных стенках.

Поиск эффективных вихревых генераторов привел к разработке овальных лунок, наклоненных под углом θ к набегающему потоку [3]. Такие лунки состоят из двух половин сферической лунки диаметра d, разнесенных с помощью цилиндрической вставки длиной L. Угол наклона часто выбирался равным 45^{o}, поскольку в глубоких сферических лунках формируется ориентированная под таким углом смерчеобразная вихревая структура. В [4–6] при исследовании конвективного теплообмена при отрывном обтекании облуненной пластины

рассмотрены рельефы из наклоненных уединенных овальных и пакетных эллиптических лунок, а также пакетов наклоненных лунок различной формы и умеренного удлинения. Тепловая эффективность таких лунок оказалась невелика (порядка нескольких десятков %). В [7–13] анализировалась интенсификация турбулентного и ламинарного теплообмена при нанесении на стенку узкого канала однорядных рельефов наклоненных овальных лунок при прокачке воздушного и масляного теплоносителя. И для начального гидродинамического и стабилизированного участков канала достигнуты достаточно высокие интегральные характеристики тепловой эффективности, доходящие до 50–90% для воздушного потока.

Для течения масла при довольно низком числе Рейнольдса (308) тепловая и гидравлическая эффективность в облуненном канале оказываются порядка 900% по сравнению с гладкостенным узким каналом. Во многом эффекты интенсификации для сред с неоднородными физическими свойствами определяются утончением температурных слоев при обтекании луночных рельефов и формированием асимметричной структуры течения.

Перестройка и интенсификация смерчеобразного турбулентного течения в узком канале при удлинении овальной лунки с фиксированной площадью пятна анализируются в [14]. Обнаружена тенденция к возрастанию максимальной по модулю поперечной скорости потока в канале до величин порядка среднемассовой скорости. В [15] рассматривается интенсификация теплообмена при турбулентном течении воды в узком канале с нанесенными на нагретую стенку уединенными лунками различных форм с фиксированной площадью пятна и глубиной: от базовой сферической и конической с углом полураствора 10^o до наклоненной овальной лунки переменного удлинения, доходящего до величины 6.78 в долях ширины (при Re, определенном по высоте канала, 3333). Показано кардинальное превосходство удлиненных овально-траншейных лунок (ОТЛ) над симметричными аналогами, прежде всего потому, что они являются более эффективными вихревыми генераторами. Численные исследования интенсификации теплообмена при турбулентном обтекании водой уединенных наклоненных овальных и овально-траншейных лунок фиксированной площади пятна и глубины на стенке узкого канала продолжены в [16,17]. Дана оценка влияния угла ориентации лунок в диапазоне варьирования углов от 30^o до 60^o. Оптимальный по максимальной теплогидравлической эффективности угол наклона оказался близок к 45^o. С ростом удлинения наклоненной ОТЛ минимум относительного трения в срединном сечении отрывной зоны стабилизируется на уровне 1.5, а максимум относительной теплоотдачи – на уровне 2.

Интенсификация ламинарного отрывного течения воздуха и теплообмена на стабилизированном участке узкого канала с однорядными наклоненными ОТЛ на нагретой стенке рассматривается в [18–20]. Открыто, что для $Re = 10^3$ в периодической секции плоскопараллельного канала с размерами 4×1×6 при расположении на нижней стенке, ориентированной под углом 45^o к воздушному потоку ОТЛ длиной 4.5 и шириной 1, при изменении глубины лунки в диапазоне 0.25–0.375 максимальная скорость в ядре потока возрастает в полтора раза по сравнению с максимальной скоростью потока в плоскопараллельном гладком канале. При глубине лунки 0.25 максимальная скорость вторичного (поперечного) течения достигает величины порядка 60% от среднемассовой скорости в канале. На контрольном участке размером 4×4, окружающем ОТЛ, тепловая эффективность с учетом площади поверхности лунки растет на 70%, а гидравлические потери – на 20% по сравнению с плоскопараллельным каналом. Теплогидравлическая эффективность немного превышает 40%. При $\Delta = 0.375$ максимальная абсолютная величина скорости вторичного течения в лунке достигает 0.72 от среднемассовой скорости. С ростом Δ увеличиваются локальные относительные тепловые нагрузки на наветренном склоне входной части лунки, достигая 16–17. Тепловая эффективность, определяемая относительным суммарным осредненным по омываемой поверхности участка с наклоненной лункой числам Нуссельта, имеет максимум порядка 1.8 при $\Delta = 0.3125$, однако максимальная теплогидравлическая эффективность реализуется при $\Delta = 0.25$ и составляет 1.3.

Последний цикл численных исследований [21–24] связан с открытием явления аномальной интенсификации отрывного турбулентного течения воздуха и теплообмена при $Re = 10^4$ на стабилизированном участке узкого канала высотой 1 с нанесенными на нижнюю нагретую стенку однорядными наклоненными ОТЛ шириной 1.05 и длиной 7.05.

При ширине канала 7 и шаге между лунками 6, угле наклона 45^o и глубине 0.3 лунки в отрывной зоне в срединном сечении наблюдаются четырехкратное увеличение абсолютной величины максимального относительного трения и почти пятикратный рост относительной теплоотдачи (по отношению к параметрам в плоскопараллельном канале). Максимальная абсолютная величина скорости вторичного (поперечного) течения оказывается одного порядка величины максимальной скорости потока в плоскопараллельном канале.

При ширине канала 9 и шаге между лунками 8, угле наклона 60^o, глубине 0.25 лунки максимальная абсолютная величина отрицательного трения в срединном продольном сечении более чем 2.5 раза превосходит трение в плоскопараллельном канале. Раскрыта причина этого явления, связанная с образованием большого перепада давления между близко расположенными зонами торможения и низкого давления во входном полусферическом сегменте лунки. С изменением шага между лунками от 2 до 8 и при угле наклона θ от 45^o до 65^o обнаружено ускорение турбулентного потока в канале с однорядными наклоненными ОТЛ, ранее установленное на ламинарном режиме. Показано, что скорость в ядре потока увеличивается до 1.4 раза при уплотнении лунок. Уплотнение однорядных лунок значительно усилило аномальную интенсификацию отрывного турбулентного течения и теплообмена во входной части наклоненной под углом 65^o ОТЛ на нагретой стенке периодического модуля узкого канала, которое при шаге между лунками 2 характеризуется четырехкратным увеличением максимальной абсолютной величины относительной проекции трения на направление срединного сечения ОТЛ и почти 6.5-кратным ростом относительной теплоотдачи (по отношению к параметрам в плоскопараллельном канале). Максимальная абсолютная величина скорости вторичного (поперечного) течения примерно на 10% превосходит величину максимальной скорости потока в плоскопараллельном канале. Максимальная абсолютная величина скорости рециркуляционного течения почти втрое превышает аналогичную скорость возвратного течения в сферической лунке, доходя до 0.89 от среднемассовой скорости в канале.

Причина аномальной интенсификации отрывного турбулентного течения и теплообмена во входной части наклоненной под углом 65^o ОТЛ заключается в растущем с уплотнением лунок гигантском перепаде статического давления между близкими зонами высокого (доходит до величины порядка 0.6) и низкого давления (полученная минимальная величина –0.6), возникающих при торможении входящего в лунку потока на наветренной части кромки и в месте зарождения спиралевидного вихря на входном подветренном сферическом сегменте. Тепловая эффективность контрольного участка периодической секции узкого канала при этом превышает 2, а теплогидравлическая эффективность, оцененная с учетом коэффициента гидравлических потерь в степени (–1/3), равняется величине порядка 1.6.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 19-19-00259).

Литература

1. Dzyubenko B. V., Kuzma-Kichta Y. A., Leontiev A. I. and et.al. Intensification of Heat and Mass Transfer on Macro-, Micro-, and Nanoscales. N-Y: Begell House, 2016.

2. Rashidi S., Hormozi F., Sunden B. and et.el. Energy saving in thermal energy systems using dimpled surface technology – a review on mechanisms and applications // Applied Energy. 2019. Vol. 259. P. 1491–1547.

3. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Митяков А. В. и др. Интенсификация смерчевого турбулентного теплообмена в асимметричных лунках на плоской стенке // ИФЖ. 2003. Т. 76, № 2. С. 31–34.

4. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А. Моделирование смерчевой интенсификации теплообмена при низкоскростностном движении воздуха в прямоугольном канале с лунками. Часть 2. Результаты параметрических исследований // Теплоэнергетика. 2007. Т. 54, № 8. С. 63–70.

5. Katkhaw N., Vorayos N., Kiatsiriroat T. and et. al. Heat transfer behavior of flat plate having 45^{o} ellipsoidal dimpled surfaces // Case Studies in Thermal Engineering. 2014. Vol. 2. P. 67–74.

6. Leontiev A. I., Kiselev N. A., Vinogradov Yu. A. and et.al. Experimental investigation of heat transfer and drag on surfaces coated with dimples of different shape // Int. J. Thermal Sciences. 2017. Vol. 118. P. 152–167.

7. Исаев С. А., Леонтьев А. И. Проблемы моделирования смерчевого теплообмена при турбулентном обтекании рельефа с лунками на стенке узкого канала // ИФЖ. 2010. Т. 83, № 4. С. 733–742.

8. Isaev S. A., Leonardi E., Timchenko V. et.al. Vortical investigation of heat transfer in microchannels with oval dimples // Heat Transfer Research. 2010. Vol. 41, No. 4. P. 413–424.

9. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Готовский М. А. и др. Анализ повышения теплогидравлической эффективности при движении трансформаторного масла в миниканале с однорядным пакетом сферических и овальных лунок на нагретой стенке // ТВТ. 2013. Т. 51, № 6. С. 884–890.

10. Исаев С. А., Судаков А. Г., Чорный А. Д. и др. Интенсификация теплообмена в микротрубе с коридорным пакетом сферических и наклоненных овально-траншейных лунок при прокачке трансформаторного масла // ТВТ. 2019. Т. 57, № 6. С. 866–869.

11. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Корнев Н. В. и др. Интенсификация теплообмена при ламинарном и турбулентном течении в узком канале с однорядными овальными лунками // ТВТ. 2015. Т. 53, № 3. С. 390–402.

12. Исаев С. А., Баранов П. А., Леонтьев А. И. и др. Интенсификация ламинарного течения в узком микроканале с однорядными наклоненными овально-траншейными лунками // ПЖТФ. 2018. Т. 44, № 9. С. 73–80.

13. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Мильман О. О. и др. Интенсификация теплообмена при ламинарном вихревом течении воздуха в узком канале с однорядными наклоненными овальными лунками // ИФЖ. 2018. Т. 91, № 4. С.1022–1034.

14. Isaev S. A., Leontiev A. I., Milman O. O. et.al. Influence of the depth of single-row oval-trench dimples inclined to laminar air flow on heat transfer enhancement in a narrow micro-channel // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 134. P. 338–358.

15. Kornev N., Turnow J., Hassel E. et. al. Fluid mechanics and heat transfer in a channel with spherical and oval dimples // Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. 2010. Vol.110/2010. P. 231–237.

16. Turnow J., Kornev N., Isaev S. and et. al. Vortex mechanism of heat transfer enhancement in a channel with spherical and oval dimples // Heat and Mass Transfer/Waerme- und Stoffuebertragung. 2011. Vol. 47, Issue 3. P. 301–311.

17. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Гульцова М. Е. и др. Перестройка и интенсификация смерчеобразного течения в узком канале при удлинении овальной лунки с фиксированной площадью пятна // ПЖТФ. 2015. Т. 41, № 12. С. 89–96.

18. Isaev S. A., Schelchkov A. V., Leontiev A. I. et.al. Numerical simulation of the turbulent air flow in the narrow channel with a heated wall and a spherical dimple placed on it for vortex heat transfer enhancement depending on the dimple depth // Int. J. Heat Mass Transfer. 2017. Vol. 109. P. 40–62.

19. Isaev S., Leontiev A., Chudnovsky Y. and et.al. Vortex heat transfer enhancement in narrow channels with a single oval-trench dimple oriented at different angles to the flow // J. Enhanced Heat Transfer. 2018. Vol. 25, No. 6. P. 579–604.

20. Isaev S., Leontiev A., Chudnovsky Y. and et.al. Simulation of vortex heat transfer enhancement in the turbulent water flow in the narrow plane-parallel channel with an inclined oval-trench dimple of fixed depth and spot area // Energies. 2019. Vol. 12, No. 7. P. 1296.

21. Isaev S., Gritckevich M., Leontiev A. and et.al. Abnormal enhancement of separated turbulent air flow and heat transfer in inclined single-row oval-trench dimples at the narrow channel wall // Acta Astronautica. 2019. Vol. 163. Part A. P. 202–207.

22. Исаев С. А., Грицкевич М. С., Леонтьев А. И. и др. Аномальная интенсификация турбулентного отрывного течения в наклоненных однорядных овально-траншейных лунках на стенке узкого канала // ТВТ. 2019. Т. 57, № 5. С. 797–800.

23. Исаев С. А., Грицкевич М. С., Леонтьев А. И. и др. Ускорение турбулентного потока в узком облуненном канале и интенсификация отрывного течения при уплотнении однорядных наклоненных овально-траншейных лунок на стенке // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 5. С. 697–702.

24. Isaev S. A., Gritckevich M. S., Leontiev A. I. and et. al. NT Vortex enhancement of heat transfer and flow in the narrow channel with a dense packing of inclined one-row oval-trench dimples // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 145. P. 118737.

УДК 532.516.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛЕЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ЗАДАЧАХ ИНТЕНСИФИКАЦИИ МАССОПЕРЕНОСА УПРАВЛЯЕМЫМ ПОВОРОТНО-ДИВЕРГЕНТНЫМ ПОТОКОМ

И. К. Кабардин, В. Г. Меледин, Н. И. Яворский, В. А. Павлов, М. Х. Правдина, Д. В. Куликов, С. В. Какаулин, Д. П. Езендеева, М. Р. Гордиенко, А. К. Кабардин

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Фундаментальная задача такого рода возникает при интенсификации процессов теплопереноса, в энергетике, химии и катализе при течении теплоносителя в тратах с поворачивающимися и расширяющимися участками. Потоки реагентов в реальных установках и реакторах реализуют в условиях сложной геометрии с поворачивающимися и расширяющимися участками, в которых происходят отрывы потока, а также формируются пристенные струи и зоны возвратного течения. При появлении зон возвратного течения с отрывом пограничного слоя формируются нестационарные дорожки Кармана. Подобные эффекты, как правило, увеличивают гидродинамическое сопротивление потока и ухудшают равномерность турбулентного тепло- и массопереноса. При численном моделировании таких явлений требуется верификация и модернизация моделей турбулентности для адекватного описания массопереноса, а также, чтобы понять, какая полуэмпирическая модель турбулентности может адекватно описывать турбулентное течение в поворотно-расширяющихся каналах. Работа направлена на экспериментальную верификацию и определение границ применимости моделей турбулентности при численном расчете тепло- и массопереноса в управляемом поворотно-дивергентном потоке.

Для исследования области применимости моделей турбулентности в задачах интенсификации тепло- и массопереноса в поворотно-дивергентном течении созданы рабочий участок (рис. 1) и аэродинамический измерительный стенд для его испытания. Рабочий участок со-

стоит из следующих функциональных блоков: секция перед поворотным устройством, два поворотно-расширяющихся участка, и две секции контроля потока. Аэродинамический стенд оснащён комплексом контрольно-измерительных приборов, обеспечивающих измерение и регистрацию измеряемых параметров, обеспечивающий выведение информации на экран компьютера.

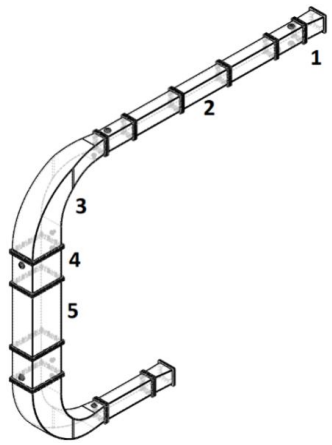


Рис. 1. 3D-модель рабочего участка: 1 – входное отверстие; 2 – участок перед поворотным устройством, 3 – поворотное устройство, 4 – секция контроля, 5 – участок перед вторым поворотным устройством

Проведена верификация численных расчетов методами вычислительной гидродинамики по результатам экспериментальных исследований. При численном моделировании поворотно-дивергентного течения использованы различные модели турбулентности с рекомендованными диапазонами параметров, лежащими в границах применимости для данного типа течения [1]. Моделирование основано на применении полуэмпирических моделей турбулентности на основе уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу, и метода моделирования крупных вихрей. Среда считается несжимаемой и изотермической. Для замыкания осредненных уравнений использованы полуэмпирические модели турбулентности: модель Спаларта-Аллмарэса [2], *k*-ε модель турбулентности [3], k-ω модель турбулентности [4], k-*kl*-ω модель турбулентности [5] и модель переноса Рейнольдсовых напряжений [3].

Измерение полей скоростей было проведено с помощью оптических методов диагностики: методом лазерной доплеровской анемометрии и методом цифровой трассерной визуализации, поскольку они обладают малой погрешностью измерений, высоким пространственным и временным разрешением и не возмущают поток.

Сравнивалось как качественное соответствие результатов расчета, так и количественные характеристики. Анализировались поле скорости перед первым поворотом (рис. 2) в продольном сечении и поле скорости в выбранном поперечном сечении после поворота (рис. 3). В качестве количественных характеристик выбраны следующие величины: ширина зоны возвратного течения, величина максимума скорости в пристенной струе, максимум скорости в зоне возвратного тока и положения максимума скорости пристеночной струи и максимума возвратного тока.

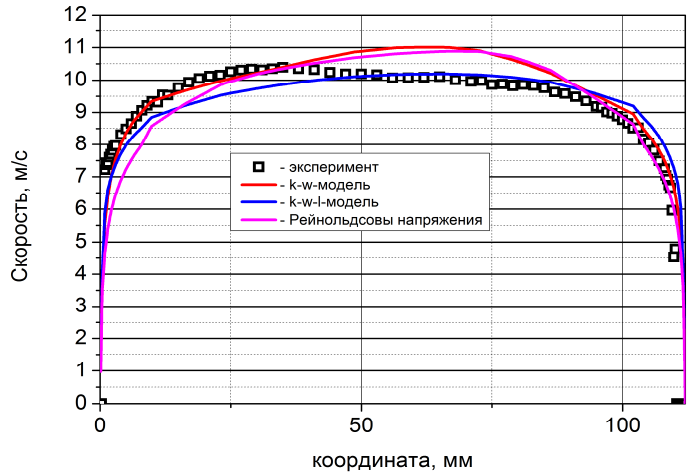


Рис. 2. Распределение продольной скорости перед поворотом

Данные, представленные на рис. 2, были получены при задании на входе в устройство фиксированного расхода 250 н.м^3/ч. Профиль скорости на входе при этом предполагался

равномерным. Кроме расхода на входе задавались давление на выходе в $1{,}01 \cdot 10^5$ Па и температура 293 К. Также были проведены расчеты, в которых на входе задавалось условие по заданному экспериментально полученному распределению скорости, изображенному на рис. 2. Получены данные по распределению скорости и проведен анализ структуры газовых потоков и степени неоднородности течения газа. Эксперимент и расчеты показывают, что после поворота течение имеет две характерные области. Первая область отвечает области струйного течения, где сосредоточен основной поток. Вторая область – область возвратного течения. При этом в эксперименте область возвратного течения занимает примерно 2/3 от площади поперечного сечения потока, а в расчете – 1/3.

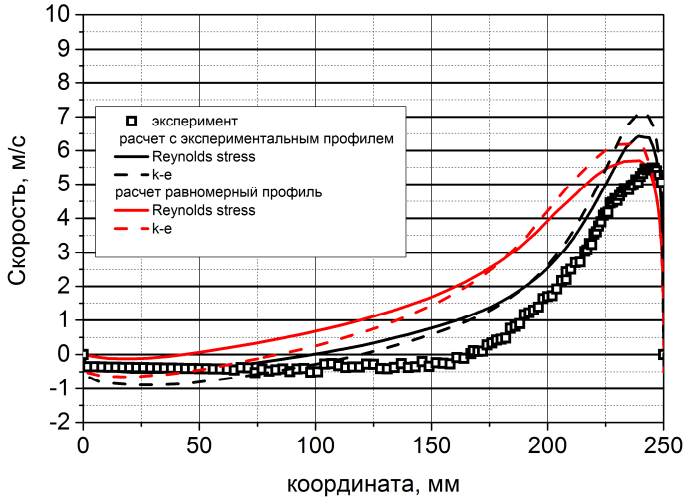


Рис. 3. Сравнение распределения скорости расчета и эксперимента после поворота

Определение границ применимости моделей турбулентности произведено путем сравнения результатов экспериментальных измерений и результатов численного моделирования (рис. 4, 5).

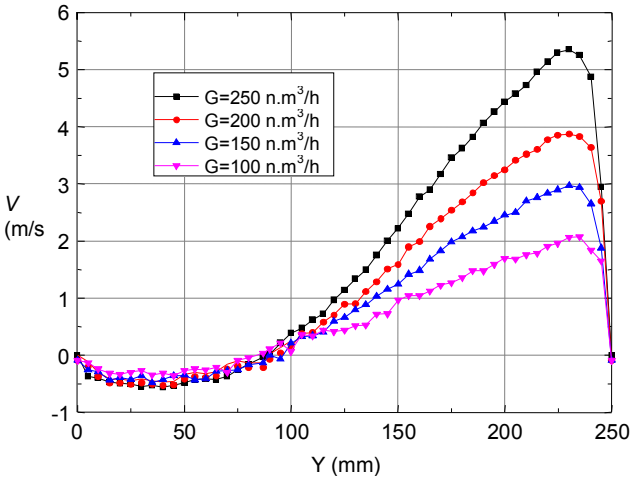


Рис. 4. Профили скорости после поворотного устройства при разных значениях массового расхода

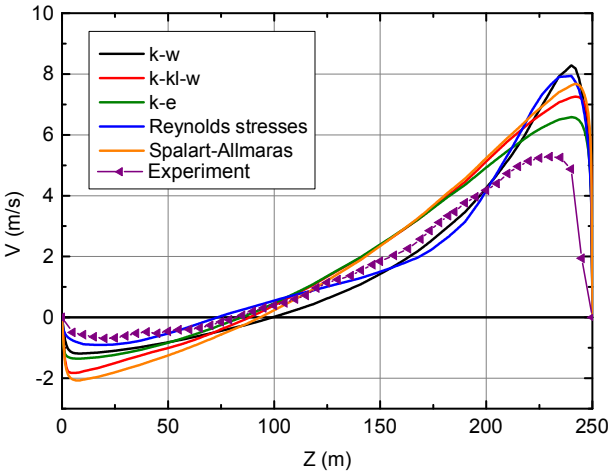


Рис. 5. Сравнение эксперимента и расчета для расхода G = 250 н.м^3/ч

Для модели переноса рейнольдсовых напряжений ширина зоны возвратного течения в поперечном сечении после поворотного устройства для различных значений расхода принимает значения X_0/X_{max} = 0,28–0,36, где X_{max} = 250 мм, а для эксперимента X_0/X_{max} = 0,29–0,36. Соответственно, граница применимости модели для описания зоны возвратного течения составляет 0–250 н.м^3/ч. Положение максимума пристеночной струи модель описывает адек-

ватно в диапазоне 0–250 н.м^3/ч. Положение максимума скорости возвратного течения модель не описывает адекватно для всех расходов, а величину максимумов скорости пристеночной струи и зоны возвратного течения модель описывает адекватно только для расхода 50 н.м^3/ч.

Верификация численного моделирования (для моделей k-ε и модели Рейнольдсовских напряжений показана на рис. 1), выполненная измерениями кинетических параметров методом лазерной доплеровской анемометрии, показала, что все модели турбулентности адекватно моделируют поворотно-дивергентное течение только до формирования отрывов потока и образования зон возвратного течения. Особенно расхождение с экспериментом возникает при управлении потоком для выравнивания профилей скорости и при изменениях интенсивности турбулентности набегающего потока.

Описанные методы моделирования и диагностики турбулентного потока позволили провести высокоточные экспериментальные исследования для определения границ применимости моделей турбулентности в задачах управления потоком с целью интенсификации тепло- и массопереноса в поворотно-дивергентных течениях.

Экспериментальное исследование кинематических свойств потока выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А18-118051690120-2), исследование границ применимости моделей турбулентности выполнено за счет РФФИ (грант 18-31-20036).

Литература

1. Versteeg H. K., Malalasekera W. An Introduction to Computational Fluid Dynamics. The Finite Volume Method. Longman Scientific and Technical, 1995. – 257 p.

2. Spalart P. R., Allmaras S. R. A one-equation turbulence model for aerodynamics flows // La Recherche Aerospatiale. 1994. Vol. 1. P. 5–21.

3. Launder B. E., Spalding D. B. The Numerical Computation of Turbulent Flows // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 1974. Vol. 3. P. 269–289.

4. Wilcox D. C. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries. Inc. La Canada. California, 1998.

5. Walters D. K., Cokljat D. A Three-Equation eddy-viscosity model for Reynolds–Averaged Navier–Stokes simulations of transitional flow // J. of Fluids Engineering. 2008. Vol. 130. P. 121401-1–121401-14.

УДК 532.516

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ В ТРУБАХ РАНКА–ХИЛША С КРУГЛЫМ И КВАДРАТНЫМ СЕЧЕНИЕМ РАБОЧЕГО КАНАЛА

И. К. Кабардин, В. Г. Меледин, Н. И. Яворский, М. Х. Правдина, Д. В. Куликов, М. Р. Гордиенко, В. И. Полякова, Д. П. Езендеева, С. В. Какаулин, А. К. Кабардин

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Вихревая труба с рабочим каналом квадратного сечения впервые использована для экспериментального изучения эффекта Ранка с помощью оптической визуализации [1], где в области, примыкающей к горячему выходу, методом Фуко–Гилберта была визуализирована крупномасштабная двуспиральная вихревая структура при времени экспозиции 250 мкс. В [1, 2] приведены выборочные данные по изменениям температур в холодных и горячих выходах обеих труб. Эффект температурного разделения в трубе с квадратным сечением рабочего канала отчетливо проявился, хотя перепады температур на холодном и горячем выходах примерно в два раза меньше, чем в трубе с круглым сечением. В трубе с квадратным сечением рабочего канала применен метод лазерной доплеровской анемометрии для диагностики средней скорости [3, 4] и показано, что при фиксированном значении доли расхода в холодный выход структура потока слабо зависит от давления на входе.

В настоящей работе приводятся и сравниваются подробные карты режимов для упомянутых труб Ранка с круглым и квадратным сечениями рабочего канала. Представлены расходные характеристики и параметры температурного и энергетического разделения в зависимости от степени расширения и доли холодного расхода.

Схема вихревой трубы показана на рис. 1. Режимные характеристики течения исследованы в двух вариантах устройства с одинаковой конструкцией входа и выходов – с кругом и с квадратом в сечении рабочего канала. Вихревая труба включает вихревую камеру с направляющим аппаратом 1, имеющим две тангенциальные щели 2, с диафрагмированной гиперболической торцевой крышкой 3 и с плоской крышкой 4, в которую встроена по центру диафрагма с трубкой 5. К отверстию в гиперболической крышке присоединяется рабочий канал 6. На противоположном конце рабочего канала имеется радиальный диффузор 7 с варьируемым зазором 8, охваченный буферной емкостью с вентилем 9.

Сжатый воздух поступает в вихревую камеру через две тангенциальные щели 2, площадью 56 мм^2 каждая, на радиусе 65 мм. Гиперболический профиль открытой в рабочий канал торцевой крышки обеспечивает почти постоянное значение циркуляции скорости воздуха вплоть до радиуса 17 мм. Тем самым тангенциальная скорость на входе в канал увеличивается по сравнению со скоростью на выходе из щелей направляющего аппарата. Холодный воздух выходит из устройства через трубку 5. Горячий воздух выходит из рабочего канала через радиальный диффузор 7 и далее через вентиль 9. На входе и обоих выходах предусмотрены измерительные блоки, которые обеспечивают регистрацию давлений (P_{in}, P_{c}, P_{h}), расходов воздуха (G_{in}, G_{c}, G_{h}) и температур (T_{in}, T_{c}, T_{h}). Длина рабочего канала составляет 450 мм. Круглый канал выполнен из дюралюминия. Три одинаковые секции квадратного канала длиной 150 мм также выполнены из дюралюминия и снабжены двумя прозрачными окнами из оптического стекла в противоположных гранях. Трубка 5 имеет диаметр 16 мм. Сторона квадрата и диаметр круга в сечениях рабочих каналов составляют 34 мм. Секции соединены фланцами. Термоизоляция не использовалась.

Непосредственно регистрировались или элементарно пересчитывались следующие параметры: $\pi = P_{in}/P_a$ – степень расширения газа, равная отношению полного давления газа на

входе в трубу к атмосферному давлению на выходах; G_{in}, G_c, G_h – массовые расходы, общий, в холодный и в горячий выходы; $\mu = G_c/G_{in}$ – доля расхода в холодный выход; T_{in}, $\Delta T_c = T_c - T_{in}$, $\Delta T_h = T_h - T_{in}$ – температуры воздуха на входе и перепады температуры на выходах. Доля холодного расхода, μ, варьировалась от 0.2 до 0.8. Степень расширения π менялась от 2 до 8. Входной расход воздуха G_{in} достигал величины 0.07 кг/с. Измерены зависимости массового расхода G_{in} (кг/с) от степени расширения π и от доли холодного расхода μ. В обеих трубах в исследованном диапазоне наблюдается линейный рост расхода с ростом степени расширения. При этом расход в трубе с квадратным сечением рабочего канала несколько больше, чем в круглой трубе (различие составляет около 10%). В обеих трубах наблюдается минимум массового расхода по μ в диапазоне 0.6–0.8 при значениях π, меньше четырех.

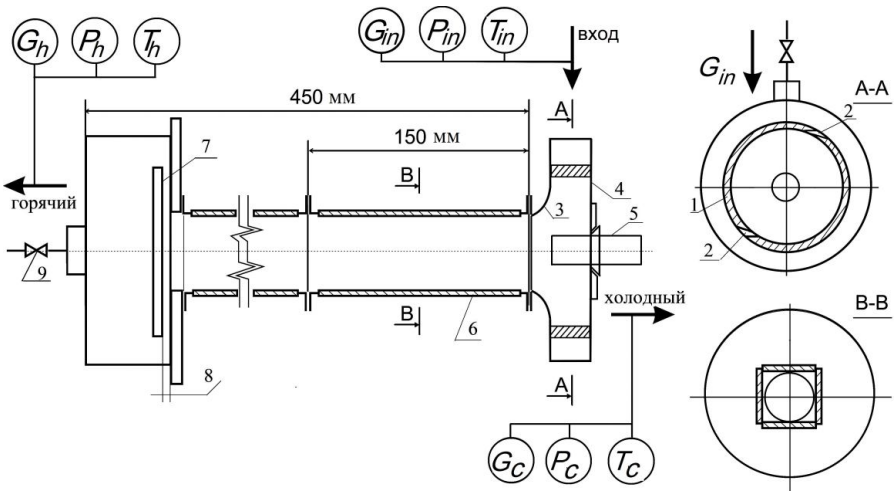


Рис. 1. Схема вихревой трубы: 1 – направляющий аппарат; 2 – тангенциальные щели; 3, 4 – торцевые крышки; 5 – трубка; 6 – рабочий канал; 7 – радиальный диффузор; 8 – зазор; 9 – вентиль

В работе [4] было замечено, что с ростом давления структура течения внутри трубы с квадратным сечением рабочего канала меняется незначительно. В работе [9] было выявлено явление стабилизации скорости в щелях направляющего аппарата вихревой камеры. Это явление наблюдалось как в короткой вихревой камере радиуса 67 мм, без противотока и без присоединения какого-либо рабочего канала к выходной диафрагме ($\mu = 0$), так и в круглой трубке Ранка, представленной на рис. 1, при значениях μ от 0,2 до 0,8. Оказалось, что при неизменном значении μ, массовый расход с ростом степени расширения растет линейно, а скорость в щелевом направляющем аппарате при этом либо стремится к пределу, меньшему, чем скорость звука (трубка Ранка, короткая вихревая камера), либо, при определенных условиях, достигает скорости звука, и далее перестает меняться (короткая вихревая камера). Показано, что явление стабилизации скорости в щелях направляющего аппарата с ростом давления воспроизводится в трубе с квадратным сечением рабочего канала, чем и объясняется выявленная в [4] стабилизация структуры внутреннего течения с ростом давления. Действительно, скоростью в щелях направляющего аппарата определен объемный расход газа в устройстве, который, видимо, и определяет структуру потока. В качестве характеристики объемного расхода далее используется коэффициент скорости в щели $\lambda = V_s/a_*$, представляющий собой отношение скорости в щели V_s к критической скорости звука в потоке:

$$a_* = \sqrt{T_{in}\frac{9.81\cdot 82}{29}\frac{2}{\kappa+1}},$$

где $\kappa = 1{,}4$ – показатель адиабаты, T_{in} – температура потока на входе.

Коэффициент скорости λ вычислялся в изоэнтропическом приближении по измеренным расходу G_{in}, температуре T_{in} и степени расширения π из уравнения:

$$\lambda = \frac{G_{in}}{Sa_*\rho_0}\left(1-\frac{\kappa-1}{\kappa+1}\lambda^2\right)^{-\frac{1}{\kappa-1}}, \quad \rho_S = \rho_0\left(1-\frac{\kappa-1}{\kappa+1}\lambda^2\right)^{-\frac{1}{\kappa-1}},$$

где ρ_S – плотность воздуха в щели, $\rho_0 = 1.29\pi$ – плотность воздуха перед входом, S – общая площадь щелей направляющего аппарата. Показано, что коэффициент скорости λ имеет минимум по μ при значениях π меньших, чем 6 для круглого и меньших, чем 5 для квадратного сечения, причем с ростом π экстремум сдвигается вправо, к большим значениям μ.

Зависимости λ от π показывают, что скорость сближения кривых λ(μ) с ростом давления, в свою очередь, зависит от значения μ. Видно, что коэффициент скорости λ имеет максимум по π при значениях μ больших, чем 0.3, причем с ростом μ экстремум сдвигается влево, к меньшим давлениям. Результаты по температурному и энергетическому разделению показаны на рис. 2. На рис. 2, *а*, *б* показан коэффициент охлаждения η, равный доле адиабатического охлаждения, реализованной в холодном выходе трубок:

$$\eta = \Delta T_c/\Delta T, \quad \Delta T_c = T_{in}\left(1-\frac{1}{\pi}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}.$$

Температуры на холодном и горячем выходах регистрировались только после их установления, для чего выдерживалось время от 10 до 20 мин в зависимости от противодавления.

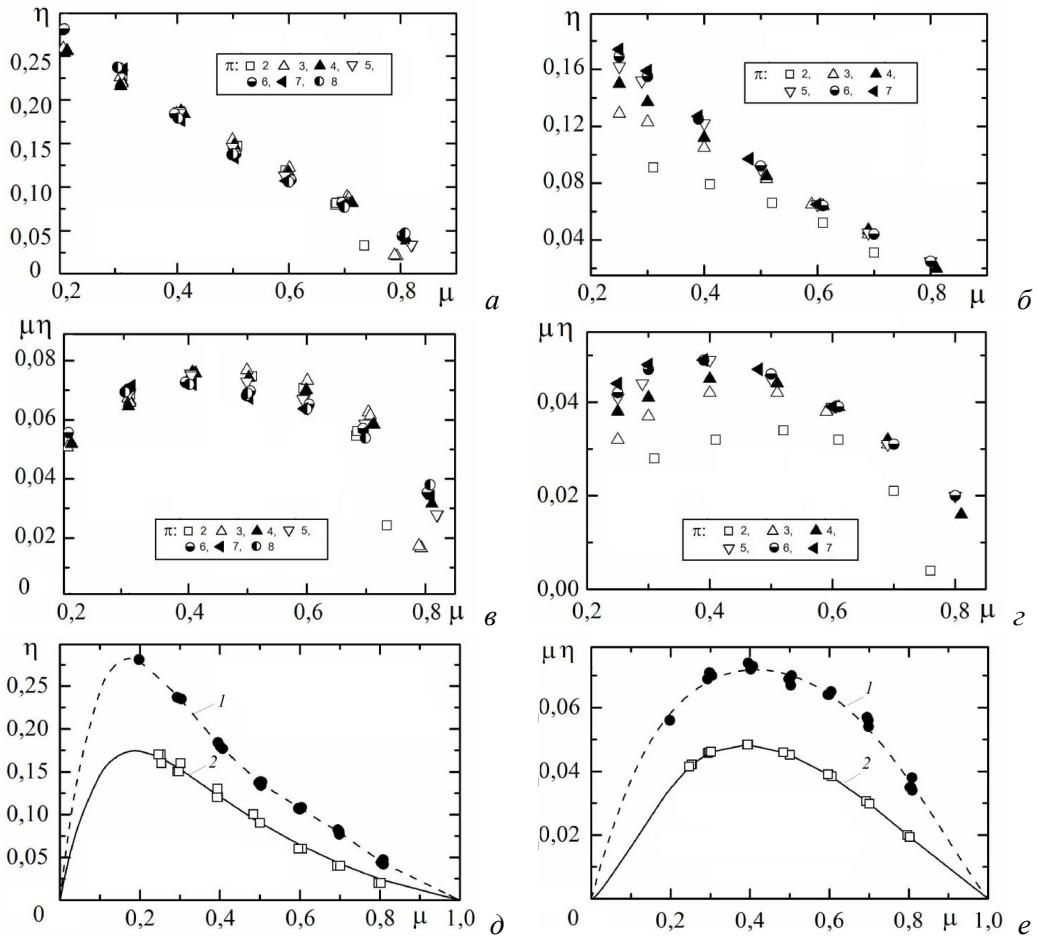


Рис. 2. Терморазделение: *а*, *в* – круговое сечение, *б*, *г* – квадратное сечение, *д*, *е* – круговое и квадратное: 1 – круговое, π = 6–8; 2 – квадратное, π = 5–7

Рис. 2 иллюстрирует энергетическое разделение, характеризуемое величиной μη (адиабатический КПД). В квадратном канале наблюдается более заметное расслоение точек при небольших степенях расширения. Однако уже при значениях π в интервалах 6–8 для круглого канала и 5–7 для квадратного – расслоение по степени расширения становится незначительным и наблюдается стабилизация обеих зависимостей, η(μ) и μη(μ), в пределах 5–10%. В работе [10], где приводятся зависимости $\Delta T_c(\mu)$, и $\Delta T_h(\mu)$ при вариации π от 2 до 5, также можно отметить тенденцию к сближению кривых при значениях π в интервале 4–5. По графикам работы [11] можно видеть, что отношение производства холода к затратам энергии на изотермическое сжатие газа резко меняется с давлением при изменении π в диапазоне 2–3, но затем, в диапазоне 5–6 зависимости от μ также начинают сближаться. В настоящей работе стабилизация разделения по температуре и энергии с ростом π уже заметно проявляется в диапазоне 6–8 в круглой трубе и 5–7 в квадратном канале.

Систематические данные по трубам исследованной конструкции приведены в виде, удобном для анализа теоретических концепций течения и охлаждения в трубе Ранка. Первые результаты в канале квадратного сечения представлены в [4], где проанализированы осредненные трехмерные поля скорости при степенях расширения в диапазоне 2–4 при полностью открытом вентиле 9 и зазоре между дисками радиального диффузора, равном 1,5 мм. Значение μ в этих экспериментах составляло 0,25–0,3. В дальнейшем предполагается получить картины течения в области стабилизации при π в диапазоне 5–7 и выборочных значениях μ в диапазоне 0,2–0,8.

Экспериментальное исследование потока в трубе Ранка–Хилша выполнено в рамках государственного задания ИТ СО РАН (АААА-А18-118051690120-2), разработка методики исследования потока выполнена за счет РФФИ (грант 18-31-20036).

Литература

1. Арбузов В. А. и др. Наблюдение крупномасштабных гидродинамических структур в вихревой трубке и эффект Ранка // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 23. С. 84–90.

2. Kabardin I. K., Meledin V. G., Yavorsky N. I., et al. Comparing Ranque tubes of circular and square cross section // MATEC Web of Conferences, 2017. Vol. 115. P. 02022.

3. Dubnishchev Y. N., Meledin V. G., Pavlov V. A., et al. // Thermophys. and Aeromech. 2003. Vol. 10, No. 4. P. 587–598.

4. Kabardin I. K., Meledin V. G., Yavorsky N. I., et al. LDA Diagnostics of velocity fields inside the Ranque tube // J. of Physics: Conf. Series, 2018. Ser. 980. P. 012043.

5. Liew R., Zeegers J. C. H., Johannes G. M., et al. 3D Velocimetry and droplet sizing in the Ranque-Hilsch vortex tube // Experiments in Fluids. 2013. Vol. 54. P. 1416–1432.

6. Doll U., Beversdorff M., Stockhausen G., et al. // Proc. 17th Intern. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 2017. 07–10 July. P. 1–17.

7. Burow E. J., Doll U., Klinner J., et al. // Proc of 18th Int. Symp. on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics. 4–6 Sept. 2016. Lisbon, Portugal. P. 1–13.

8. Naumov I. V., Podolskaya I. Yu. Topology of vortex breakdown in closed polygonal containers // J.of fluid mechanics. 2017. Vol. 820. P. 263–283.

9. Kabardin I. K., Pravdina M. Kh., Polyakova V. I., et al. The subsonic velocity blocking effect for an aerodynamic vortex chamber // J. of Physics: Conf. Series, 2018. Vol. 1105. P. 012006.

10. Hamdan M. O., Alawar A., Elnajjar E. et al. Experimental analysis on vortex tube energy separation performance // Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 47, No. 12. P. 1637–1642.

11. Ahmed M. S., Mohamed H. A., El-Wafa A. A. Experimental study of the energy separation in counter flow vortex tube // Proc. of 3rd Int. Conf. on Energy Systems and Technologies. 16–19 Feb. 2015.

УДК 532.517.4:536.25

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ЖИДКОГО МАГНИЯ В РАМКАХ ПОДХОДОВ RANS И LES

Т. О. Карасев[1,2], А. С. Теймуразов[2]

[1]Пермский национальный исследовательский политехнический университет, г. Пермь, Россия
[2]Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия

Исследуется турбулентная конвекция расплавленного магния в реакторе металлотермического восстановления титана методом Кролля. Реторта реактора представляет собой цилиндрический сосуд радиусом 0,75 м и высотой до 4 м, в котором находится жидкий магний при температуре 850 °С. В ходе процесса в аппарате восстановления возникают значительные градиенты температуры, вызванные протеканием экзотермической химической реакции на поверхности металла, одновременным охлаждением боковой стенки и подогревом нижней части реторты. На разных стадиях процесса происходит смена режимов нагрева, что принципиально меняет картину течения, которая может оказывать влияние на протекание реакции. Большие масса и размеры установки, очень высокие температуры делают крайне затруднительными прямые измерения [1], поэтому процесс восстановления титана в значительной степени остается «черным ящиком». Это обуславливает интерес к численному моделированию процесса.

В настоящее время до 5% производственных циклов выбраковываются вследствие нештатных ситуаций, связанных с нарушением процесса осаждения хлористого магния, локальным перегревом реторты, выходом на поверхность магния титановой губки. В частности, возможно возникновение так называемого режима «неделения», при котором побочный продукт реакции $MgCl_2$, плотность которого близка к плотности магния, перестает осаждаться на дно реактора и процесс оказывается испорченным.

Целью работы является создание гидродинамической модели процесса в полной трехмерной постановке задачи с адекватным учетом особенностей турбулентного течения и исследование с ее помощью особенностей конвекции в реакторе на разных стадиях процесса. Численное моделирование всего процесса, который занимает более двух суток, требует значительного количества вычислительных ресурсов, что делает невозможным использование методов DNS (прямое численное моделирование) и LES (моделирование крупных вихрей) невозможным. В данной работе рассматривается возможность моделирования конвекции в реакторе с помощью RANS подхода, поскольку он позволяет значительно снизить затраты на расчеты. Для верификации и настройки параметров RANS моделей используются LES расчеты [2].

Расчетная область, моделирующая реторту реактора восстановления титана, представляет собой цилиндр радиусом $R = 0.75$ м и высотой $H = 2.5$ м (рис. 1, *а*), вся внутренняя полость которого заполнена магнием. На рис. 1, *б* показаны обозначения границ расчетной области, где $\Gamma_В$ – верхняя поверхность цилиндра площадью $S_В$; $\Gamma_{БВ}$ – верхняя часть боковой поверхности цилиндра высотой h_1 и площадью $S_{БВ}$; $\Gamma_{БС}$ – средняя часть боковой поверхности цилиндра площадью $S_{БС}$; $\Gamma_{БН}$ – нижняя часть боковой поверхности цилиндра площадью $S_{БН}$; $\Gamma_Н$ – поверхность основания цилиндра площадью $S_Н$. Конвективные параметры среды соответствовали жидкому магнию при температуре 850 °С.

Трехмерная нестационарная математическая модель основана на уравнениях термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска для однофазной среды:

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_i u_j\right)-\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\left(\nu_0+\nu_t\right)\left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right]\right\}=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+g_i\left[1-\beta\left(T-T_0\right)\right], \tag{1}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_j T\right)-\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\frac{\nu_0}{\mathrm{Pr}}+\frac{\nu_t}{\mathrm{Pr}_t}\right)\frac{\partial T}{\partial x_j}\right]=0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j}=0. \tag{3}$$

где t – время; u_i – компонента скорости; p – давление; T – температура; g_i – компонента ускорения свободного падения; β – температурный коэффициент объемного расширения; ν_0 – кинематическая вязкость; ν_t – турбулентная вязкость; Pr_t – турбулентное число Прандтля.

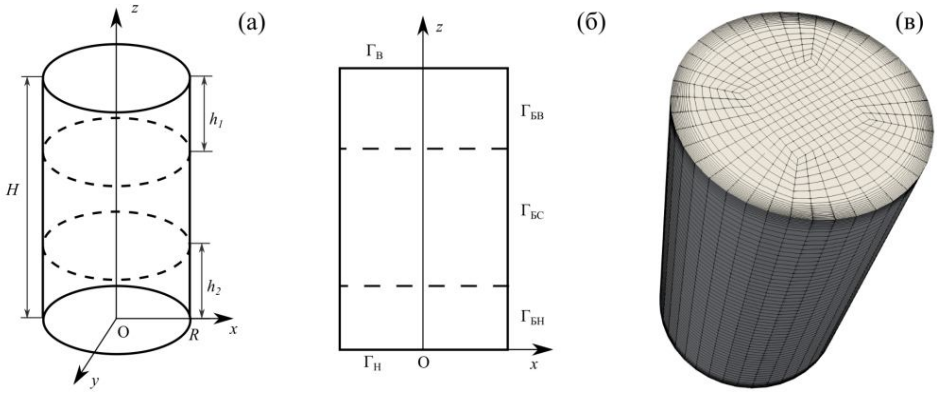


Рис. 1. Схема расчетной области: общий вид (*а*), вертикальное сечение Oxz с обозначениями границ расчетной области (*б*), структура расчетной сетки (*в*)

При использовании RANS подхода для моделирования турбулентности применялась *k*–ε и *k*–ω SST, в этом случае все переменные в уравнениях (1)–(3) раскладываются на среднюю и пульсационную части. Это позволяет записать уравнения движения для средних полей, в которых появляется дополнительное слагаемое, включающее тензор напряжений Рейнольдса, делающее систему незамкнутой. Для замыкания системы в нее добавляют два уравнения. В случае *k*–ε это уравнение кинетической энергии пульсаций скорости *k* и скорости диссипации энергии ε, тогда $\nu_t = C_\mu k^2/\varepsilon$, где C_μ – коэффициент модели. В *k*–ω SST вместо уравнения для ε применяется уравнение удельной скорости турбулентной диссипации ω (частота турбулентных пульсаций $\omega = \varepsilon/k$).

В рамках LES подхода производится разделение на «крупные» масштабы, явно рассчитываемые используемой расчетной сеткой, и «мелкие» масштабы, такие, которые расчетная сетка не способна разрешить и вклад от этих более мелких вихрей учитывается с помощью моделей подсеточного замыкания. Турбулентная вязкость определяется как $\nu_t = \sqrt{2}C_s^2\Delta^2\left|\mathbf{S}\right|$, где $\left|\mathbf{S}\right|$ – норма тензора скорости деформации $S_{ij}=1/2\left(\partial u_i/\partial x_j+\partial u_j/\partial x_i\right)$, в котором $\Delta=\left(h_x h_y h_z\right)^{1/3}$ – ширина фильтра, h_x, h_y, h_z – размер шага сетки по каждой из координатных осей. В данной работе используется LES модель Смагоринского.

В расчетах рассматриваются три различные конфигурации нагрева и охлаждения, возникающие в реакторе на различных стадиях процесса. Первой конфигурации ТГУ-1 (рис. 2, *а*) соответствует ситуация, когда все нагреватели в печи, расположенные вдоль боковой поверхности реторты, включены:

$$q_{\Gamma_В} = \lambda_{mg} \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_В} = \frac{Q_{\Gamma_В}}{S_{\Gamma_В}}, \qquad q_{\Gamma_Н} = \lambda_{mg} \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_Н} = \frac{Q_{\Gamma_Н}}{S_{\Gamma_{БС}}},$$

$$q_{\Gamma_{БС}\cup\Gamma_{БН}} = \lambda_{mg} \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_{БС}\cup\Gamma_{БН}} = \frac{Q_{\Gamma_{БС}\cup\Gamma_{БН}}}{S_{\Gamma_{БС}}}.$$

Вторая конфигурация ТГУ-2 (рис. 2, *в*) ближе к типичному режиму работы реактора и отличается от первой тем, что в ней отключены несколько нагревательных элементов:

$$q_{\Gamma_В} = \lambda_{mg} \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_В} = \frac{Q_{\Gamma_В}}{S_{\Gamma_В}}, \qquad q_{\Gamma_Н} = \lambda_{mg} \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_Н} = \frac{Q_{\Gamma_Н}}{S_{\Gamma_{БС}}}, \qquad q_{\Gamma_{БС}} = \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_{БС}} = 0,$$

$$q_{\Gamma_{БН}} = \lambda_{mg} \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_{БН}} = \frac{Q_{\Gamma_{БН}}}{S_{\Gamma_{БН}}}.$$

Третья конфигурация ТГУ-3 (рис. 2, *д*) соответствует «щадящему» режиму работы реактора, когда для поддержания реакции и предотвращения остывания магния включена только нижняя пара нагревателей:

$$q_{\Gamma_В} = \lambda_{mg} \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_В} = \frac{Q_{\Gamma_В}}{S_{\Gamma_В}}, \qquad q_{\Gamma_Н} = \lambda_{mg} \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_Н} = \frac{Q_{\Gamma_Н}}{S_{\Gamma_{БС}}}, \qquad q_{\Gamma_{БН}} = \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_{БН}} = q_{\Gamma_{БС}} = \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\Gamma_{БС}} = 0.$$

Тепло от химической реакции $Q_{\Gamma_В} = 205$ кВт, мощность нижних $Q_{\Gamma_Н} = 94$ кВт и боковых $Q_{\Gamma_{БС}\cup\Gamma_{БН}} =$ 329 кВт нагревателей. Для сохранения баланса энергии во всех конфигурациях нагрева, с зоны охлаждения снимается поток, численно равный сумме всех потоков, вырабатываемых нагревателями, и теплу, вырабатываемому химической реакцией.

Для скорости на верхней границе задается условие проскальзывания. Все остальные границы области считаются твердыми, на них задаются условия прилипания. Для расчетов используется свободно распространяемый пакет программ с открытым исходным кодом OpenFOAM 4.1. Для осуществления численного моделирования были использованы вычислительные мощности кластера «Уран» ИММ УрО РАН. Используется блочная неравномерная сетка с измельчением вблизи границ расчетной области (рис. 1, *в*). Для LES расчетов применялась сетка, насчитывающая 3.7 млн. конечных объемов (КО). Преимущество RANS подхода для описания турбулентности заключается в том, что он позволяет получать адекватное описание средних полей турбулентных течений на значительно более грубых сетках, нежели необходимы для LES расчетов, расчеты показывают, что для RANS моделей достаточно сетки с размером 0.825 млн. КО.

На рис. 2 приведены осредненные по времени поля скорости жидкого магния для трех рассмотренных конфигураций нагрева. На разных стадиях процесса (конфигурациях нагрева) структуры конвективного течения принципиально различаются. В случае ТГУ-1 (рис. 2, *б*) интенсивное конвективное движение вызывается перепадом температуры вблизи границы раздела охлаждаемой и нагреваемой частей боковой поверхности цилиндра, структура осредненного течения имеет двухвихревой вид. При ТГУ-2 (рис. 2, *г*) течение вновь двухвихревое, но его интенсивность в целом ниже и соотношение размеров верхнего и нижнего вихрей другое – теперь верхний вихрь больше нижнего. Результаты для ТГУ-3 (рис. 2, *е*) демонстрируют другую структуру течения: теперь в цилиндре возникает крупномасштабная циркуляция, сопровождаемая двумя маленькими валами, вращающимися в противоположном направлении.

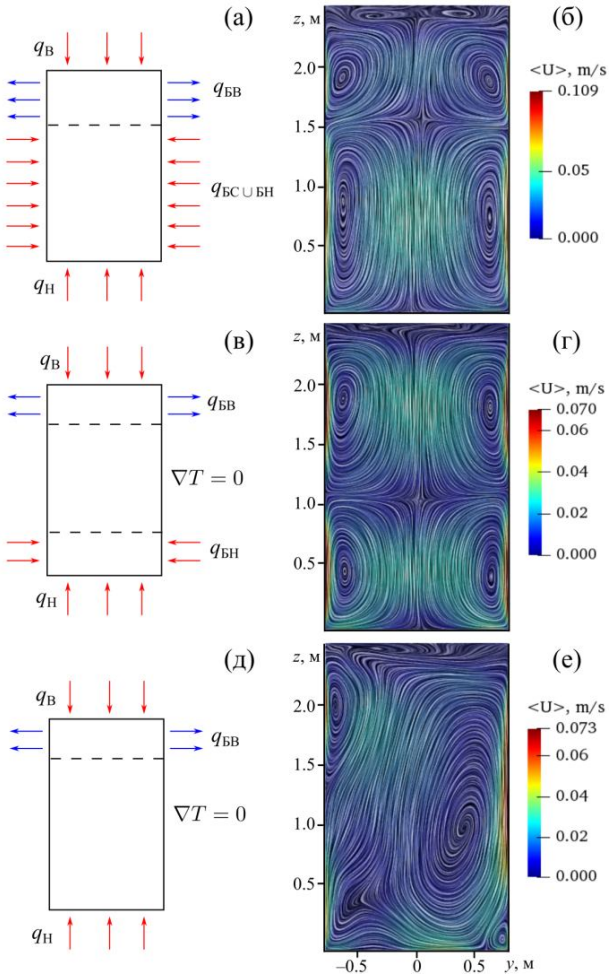
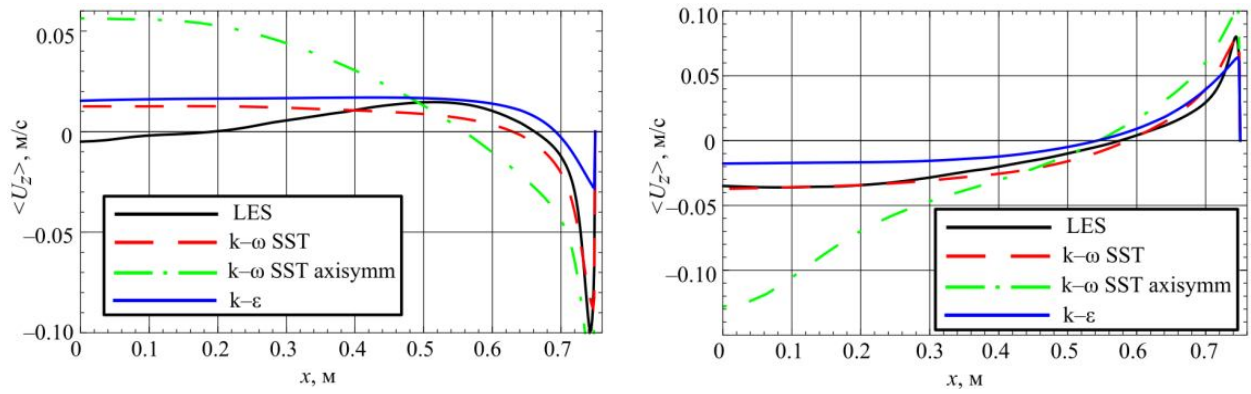


Рис. 2. Схема распределения тепловых потоков на границах расчетной области для различных конфигураций нагрева: ТГУ-1, нагрев от реакции с полным включением всех нагревательных элементов (*а*); ТГУ-2, нагрев от реакции с частичным отключением нагревательных элементов на боковой поверхности (в); ТГУ-3, нагрев от реакции с полным отключением бокового подогрева реторты (*д*). Осредненные по времени поля скорости в сечении Oxz для конфигурации нагрева ТГУ-1 (*б*), ТГУ-2 (*г*), ТГУ-3 (*е*). Используется модель *k*–ω SST

Для количественного сопоставления данных, полученных с помощью LES (сетка 3.7 млн.) и RANS расчетов (сетка 0.825 млн.) с разными моделями на рис. 3 представлены профили средней скорости вдоль горизонтальных линий на различных высотах для ТГУ-1. Наибольшая интенсивность течения возникает в пристеночном слое вблизи боковой поверхности реторты. Оценки максимальной скорости, полученные с помощью *k*–ω SST модели, близки к значениям, которые дает LES расчет, тогда как *k*–ε модель дает заниженную интенсивность течения. В дополнение к трехмерным расчетам на рис. 3 приведены профили скорости, полученные с помощью двумерной осесимметричной модели *k*–ω SST. Осесимметричная модель дает значительно завышенные скорости в центральной части реторты, вблизи оси симметрии.

Выполнены расчеты конвективных течений жидкого магния в реакторе восстановления титана с применением подходов RANS и LES для моделирования турбулентности. Показано, что средние поля скорости и температуры с использованием трехмерной *k*–ω SST модели на относительно грубой сетке (0.825 млн.) сопоставимы с результатами LES (3.7 млн.). При этом *k*–ε модель не во всех случаях демонстрирует приемлемые результаты, а осесимметричная модель дает неудовлетворительный результат и может быть использована только для определения общего вида структуры течения.



а *б*

Рис. 3. Профили осредненных по времени полей скорости вдоль горизонтальной линии в сечении *Oxy* на высоте 1,7 м (*а*) и 0,6 м (*б*). ТГУ-1

Рассмотрено несколько различных конфигураций нагрева и охлаждения аппарата, в которых структура и интенсивность конвективных течений различаются. Показано, что разработанная математическая модель дает возможность моделировать весь процесс восстановления титана с динамическим изменением условий нагрева и охлаждения аппарата и идентифицировать одновихревые и двухвихревые крупномасштабные течения в реторте и переход между ними, что позволит оценить степень влияния конвекции на протекание реакции.

Литература

1. Krauter N., Eckert S., Gundrum T., Stefani F., Wondrak T., Frick P., Khalilov R., Teimurazov A. Inductive System for Reliable Magnesium Level Detection in a Titanium Reduction Reactor // Metallurgical and Materials Transactions B. 2018.

2. Teimurazov A. S., Frick P. G. Numerical Study of Molten Magnesium Convection in a Titanium Reduction Apparatus // J. of Applied Mechanics and Technical Physics. 2016. Vol. 57, No. 7. P. 114–125.

УДК 532.529.5, 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАЧАЛЬНОЙ СТЕПЕНИ ЗАКРУТКИ ПОТОКА НА ТЕМПЕРАТУРУ АДИАБАТНОЙ СТЕНКИ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ТЕЧЕНИЯ

Н. А. Киселёв, А. Г. Здитовец, А. И. Леонтьев, Ю. А. Виноградов

Научно-исследовательский институт механики МГУ, г. Москва, Россия

Как известно, температура адиабатной стенки, омываемой незакрученным сжимаемым (высокоскоростным) потоком газа, может существенно отличаться от температуры торможения невозмущенного (вне пограничного слоя) потока. Ее значение определяет величину и направление теплового потока от тела к газовому потоку. В случае обтекания плоской пластины это отличие тем больше, чем больше скорость потока и чем больше число Прандтля отличается от единицы [1]. Например, для воздушного потока при числе Маха M = 3, темпе-

ратура адиабатной стенки составляет 0.935 от температуры торможения невозмущенного потока, в то время как при обтекании плоской пластины несжимаемым (низкоскоростным) потоком газа данные температуры практически одинаковы. Во многих технических приложениях (низкотемпературная сепарация, разгон в соплах форсажных камер и т. п.) сверхзвуковые течения могут иметь определенную степень закрутки, которая может влиять на значения температуры адиабатной стенки и, следовательно, на величину тепловых потоков. В данной работе исследовалось влияние начальной закрутки потока на температуру адиабатной стенки при сверхзвуковых скоростях течения.

Исследования проводились на сверхзвуковой аэродинамической установке НИИ механики МГУ [2]. Рабочая часть представляла собой осесимметричный канал, состоящий из цилиндрического (с небольшим сужением на входе) участка и следующих за ним двух конических и трех цилиндрических участков круглого поперечного сечения (рис. 1). Общая длина канала составляла 440 мм. Материал стенок канала – латунь. Диаметр критического сечения 7 мм, максимальный диаметр конической секции – 10 мм. Вдоль канала располагались приемники статического давления p_i. В области возникновения скачка конденсации (первый конический участок) и в месте перехода с конического на цилиндрический участок частота расположения приемников увеличена.

Рабочее тело (сухой воздух, влажный воздух) поступало в канал из форкамеры, в которой располагались приемники полного давления $P_{0\infty}$, температуры торможения $T_{0\infty}$ и датчик относительной влажности потока RH. Также измерялись массовый расход воды, используемой для получения пара, температура перегретого пара, температура сухого воздуха (до смешения с паром).

Исследования проведены для двух значений начальной температуры торможения ($T_{0\infty}$ = 36 °C и 55 °C), начальное давление торможения воздуха $P_{0\infty}$ = 3.0 атм (при данном давлении в форкамере течение в канале без завихрителя всюду сверхзвуковое), начальная относительная влажность воздуха изменялась в диапазоне RH = 7–90%, влагосодержание – 0.7–35 г/кг.

Интенсивность закрутки характеризуется параметром закрутки [3], представляющим собой безразмерное отношение осевой компоненты потока момента количества движения G_θ к произведению осевой компоненты количества движения G_x на радиус канала r:

$$S = \frac{G_\theta}{G_x r}.$$

Для рассмотренных завихрителей интенсивность закрутки оставалась постоянной и составляла S = 0.5. В работе были использованы завихрители с профилированием лопаток по закону постоянной циркуляции (Г-const) (рис. 2, *а*) и по закону твердого тела (рис. 2, *б*).

Экспериментальные исследования проводились следующим образом. Для случая «сухого» воздуха и определенного условиями эксперимента значения температуры торможения экспериментально регистрировались распределение статического давления вдоль канала и температура внешней поверхности канала. На следующем этапе «сухой» воздух смешивался с перегретым паром и поступал в форкамеру, где дополнительно подогревался до заданной температуры торможения. В зависимости от расхода перегретого пара изменялась влажность получаемой смеси (влажного воздуха). При этом полное давление и температура торможения влажного воздуха поддерживались одинаковыми для всех значениях начальной (в форкамере) относительной влажности и всех завихрителей. Далее для каждого случая фиксировались распределения статического давления вдоль сверхзвукового канала и температура внешней поверхности канала, которые сравнивались с данными для «сухого» воздуха при идентичных начальных параметрах потоков.

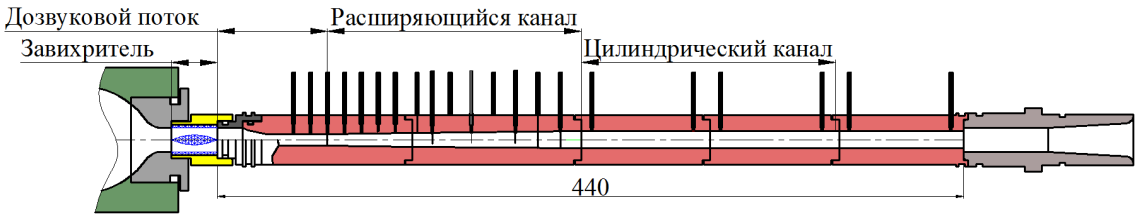


Рис. 1. Схема рабочего участка сверхзвуковой аэродинамической установки

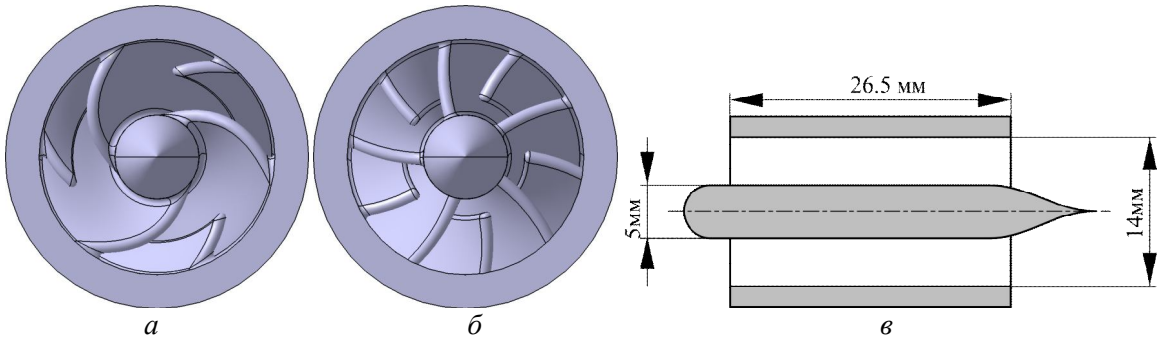


Рис. 2. Геометрия различных завихрителей: *а* – завихритель, профилированный по закону постоянной циркуляции, *б* – по закону твердого тела, *в* – поперечное сечение завихрителей

На рис. 3 приведены распределения статического давления и температуры внешней поверхности канала (на стационарном режиме она близка к адиабатной температуре стенки) для двух различных законов профилирования завихрителей. Рост RH приводил к повышению интенсивности скачка конденсации и смещению его в область меньших чисел Маха (к критическому сечению), как и следует из теории скачков конденсации [4]. Для одинаковых значений начальной относительной влажности интенсивность скачка тем выше, чем выше влагосодержание, т. е. чем выше температура воздуха в форкамере. С ростом влагосодержания увеличивается выделяемая при конденсации теплота и, следовательно, существеннее снижается число Маха потока за скачком конденсации. Также из-за наличия закрутки потери давления по длине канала значительно больше, чем в канале без завихрителя. Как видно из рис. 3, в цилиндрической части канала поток становится дозвуковым. Однако в связи с тем, что с ростом давления снижается влагосодержание при той же относительной влажности, исследования проводились при давлении в форкамере $P_{0\infty}$ = 3.0 атм.

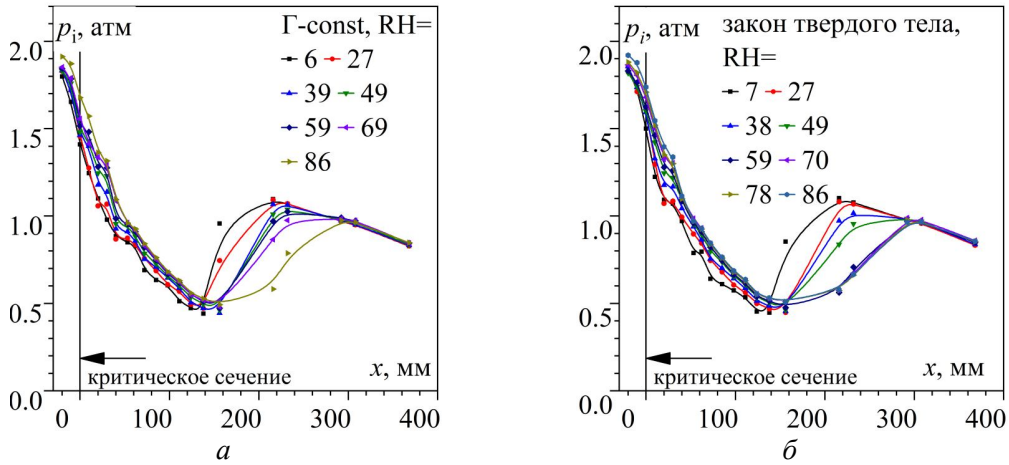


Рис. 3. Распределение статического давления на стенке канала в зависимости от относительной начальной влажности потока для $P_{0\infty}$ = 3.0 атм и $T_{0\infty}$ = 55 °C: *а* – для канала с завихрителем, профилированным по закону постоянной циркуляции, *б* – с завихрителем, профилированным по закону твердого тела

Как видно из рис. 4, на участке разгона потока (первая цилиндрическая и две конические секции) температура стенки «сухого» (с минимально возможной влажностью) воздуха снижалась относительно температуры торможения, а на участке торможения сверхзвукового потока возрастала (черные кривые на рис. 4). Сначала, с ростом RH значение температуры стенки увеличивалось по сравнению с режимом «сухого» воздуха для обоих законов профилирования. Для $T_{0\infty} = 36$ °C рост продолжался до значений RH ≈ 50%, для $T_{0\infty} = 55$ °C – до значений RH ≈ 27%, что существенно меньше, чем значения для потока без закрутки. Далее, с ростом влажности минимальная температура стенки начинала снижаться и при максимальной влажности (RH = 84–86%) достигала значений, существенно меньших соответствующей температуры «сухого» воздуха.

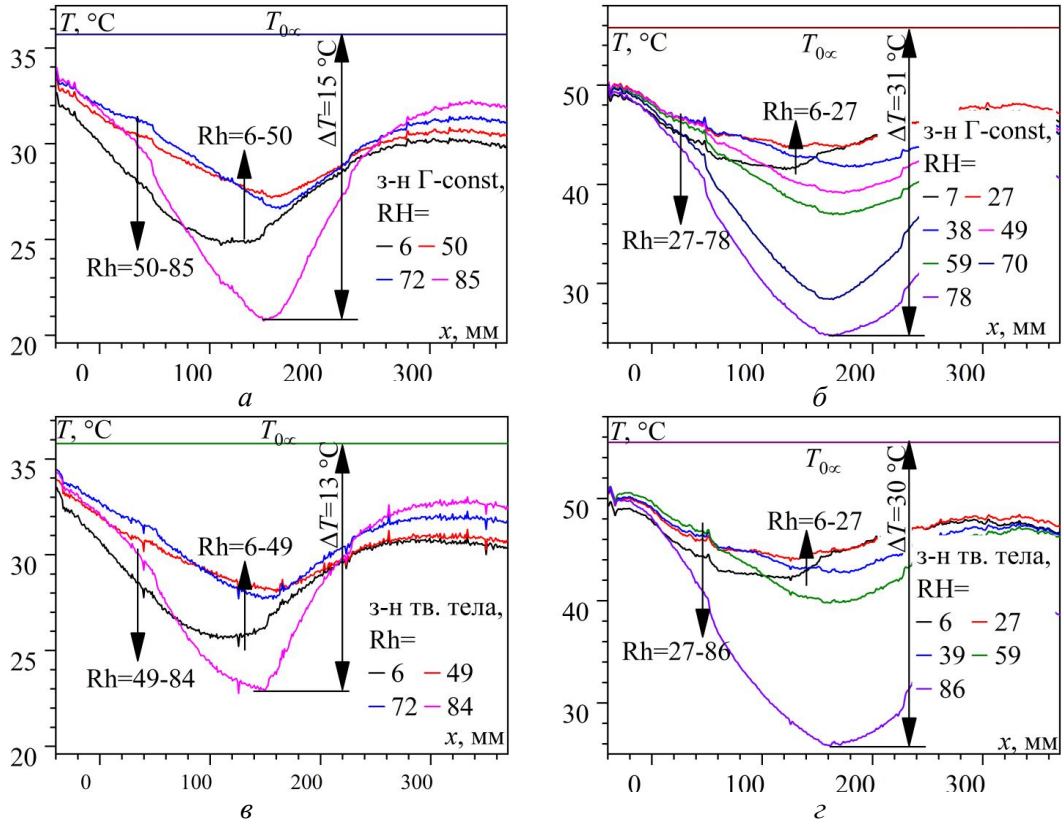


Рис. 4. Распределение температуры стенки канала в зависимости от относительной начальной влажности потока для $P_{0\infty} = 3.0$ атм и $T_{0\infty} = 36$ °C (*а*, *в*) и 55 °C (*б*, *г*): *а*, *б* – для канала с завихрителем, профилированным по закону постоянной циркуляции, *в*, *г* – с завихрителем, профилированным по закону твердого тела

Такое поведение адиабатной температуры стенки может свидетельствовать о влиянии образовавшихся капель на распределение температуры в пограничном слое, а также о влиянии закрутки на движение сконденсировавшихся капель. Капли формируются в скачке конденсации, их температура близка к термодинамической температуре в месте возникновения скачка. Попадая в пограничный слой, они испаряются и снижают температуру пристенных слоев. Как видно из рис. 3, 4, закон профилирования (при интенсивности закрутки $S = 0.5$) не оказывает существенного влияния как на распределение статических давлений на стенке, так и на температуру адиабатной стенки.

Максимальное снижение температуры стенки (относительно температуры в форкамере) достигало $\Delta T = 15$ и 31 °C ($\Delta T = 13$ и 30 °C) для канала с завихрителем, профилированным по закону Г-const (по закону твердого тела) при температуре в форкамере $T_{0\infty} = 36$ °C и 55 °C соответственно. Стоит отметить, что соответствующие значения в канале без закрутки пото-

ка совпадают при $T_{0\infty}$ = 36 °С и несколько меньше $T_{0\infty}$ = 55 °С (ΔT в этом случае составляет 28 °С), что свидетельствует о возможности дальнейшего снижения температуры адиабатной стенки путем использования начальной закрутки потока влажного воздуха.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (грант 19-19-00234).

Литература

1. Леонтьев А. И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // Докл. РАН. 1997. Т. 354, № 4. С. 475–477.

2. Здитовец А. Г. и др. Экспериментальное исследование влияния начальной влажности на энергоразделение сверхзвукового воздушного потока // XII Всерос. съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: Тез. докл. РИЦ БашГУ. Уфа, 2019. С. 11–12.

3. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. – 588 с.

4. Wegener P. P., Mack L. M. Condensation in Supersonic and Hypersonic Wind Tunnels. 1958. P. 307–447.

УДК 621.1.016+532.526

ИССЛЕДОВАНИЕ И ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ УПРАВЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

В. Н. Ковальногов, Р. В. Федоров, А. В. Чукалин, Л. В. Хахалева, М. И. Корнилова

Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, Россия

В основу современного технического прогресса положено постоянное наращивание производительности оборудования. Актуальным направлением повышения производительности является совершенствование и разработка методов воздействия на пограничный слой. Современные методы воздействия принято разделять на активные и пассивные, отличающиеся механизмом воздействия. Активные методы требуют затрат внешней энергии для воздействия, при этом они более эффективны и могут воздействовать в широком термодинамическом диапазоне в сравнении с пассивными методами. Разработанные технические решения направлены на ламинаризацию пограничного слоя или его турбулизацию. В работе [1] приведен аналитический обзор состояния исследований и тенденций развития проблемы снижения турбулентного трения активными и пассивными методами воздействия, являющейся одной из ключевых в аэрогидродинамике. В работе [2] приведены результаты сравнительной оценки эффективности промышленно перспективных интенсификаторов теплоотдачи на основе коэффициента М. В. Кирпичева. Определены оптимальные параметры интенсификаторов. Сформулированы научно-технические рекомендации, актуальные для теории и практики энергомашиностроения.

Математическое моделирование в форме систем дифференциальных уравнений и численные методы являются неотъемлемой частью современных исследований и достаточно широко применяются для изучения различных процессов, протекающих в пограничном слое [3]. При этом известные классические модели требуют усовершенствования для полномас-

штабного учёта свойств исследуемых процессов, чтобы обеспечить адекватность исследования. В работе представлен метод математического моделирования обменных процессов в пограничном слое на поверхности с полусферическими демпфирующими полостями, воздействие которых относится к пассивному методу управления пограничным слоем. Взаимодействие полусферических демпфирующих полостей с турбулентным пограничным слоем приводит к снижению интенсивности пульсаций давления и скорости в пограничном слое газа, что достигается за счёт демпфирования турбулентных вихрей в полусферических демпфирующих полостях.

В основе математической модели лежат уравнения пограничного слоя, предложенные Л. Прандтлем, которые были получены им в ходе упрощения дифференциальных уравнений Навье–Стокса для второго предельного случая, а именно для условия малой вязкости и высокой скорости потока [4]. Система дифференциальных уравнений, описывающая высокоскоростной турбулентный пограничный слой на поверхности, представлена в работе [5]. Воздействие полусферических демпфирующих полостей выражается через коэффициент к, характеризующий интенсивность турбулентного переноса количества движения в пограничном слое. В рамках классической модели пути смешения Прандтля, коэффицент к является величиной постоянной ($\kappa = \kappa_0 = 0{,}4$), но при воздействиях на пограничный слой коэффициент может значительно изменяться.

Работа полусферических демпфирующих полостей характеризуется коэффициентом A_v^*, который рассчитывается на основе экспериментальных данных [6] методом кубической аппроксимации с целью получения коэффициентов с минимальной погрешностью:

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = \frac{\sqrt{1 - 8{,}4 \cdot 10^5 \, A_v^* \overline{f^2} \exp(1-n)}}{1 + 21{,}4 \dfrac{u_\infty du_\infty / dx}{u_0 (du/dy)_{y=0}}}. \qquad (1)$$

Проведено исследование скорости в турбулентном пограничном слое (рис. 1), используя представленный метод математического моделирования, результаты сопоставлены с результатами натурных экспериментов. Условия эксперимента: $u_0 = 21{,}4$ м/с; $V = 0{,}575$ см^3; $\bar{f} = 0{,}02$; $l = 2{,}65$ м; $L_{\text{общ}} = 3$ м; $T = 296$ К; $\rho = 1{,}16$ кг/м^3.

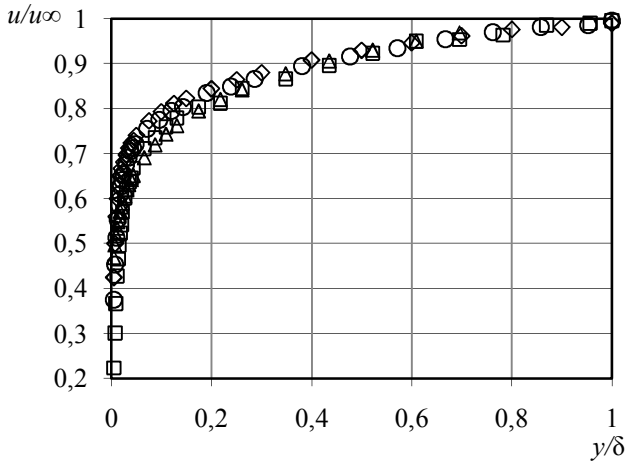


Рис. 1. Профиль скорости в пограничном слое в точке на поверхности $x = 2{,}65$ м для полостей объёмом $V = 0{,}575$ см^3: ● – расчёт по предложенной методике для поверхности без полостей; ■ – расчёт по предложенной методике для поверхности с полусферическими демпфирующими полостями; ▲ – результаты натурного эксперимента для поверхности с демпфирующими полостями полусферической формы; ♦ – результат натурного эксперимента для поверхности без полостей

На рис. 2 представлен профиль скорости, построенный в универсальных координатах (φ, η – безразмерная скорость и безразмерная координата соответственно). Значения получены с использованием разработанного комплекса программ, результаты сопоставлены с данными натурного эксперимента.

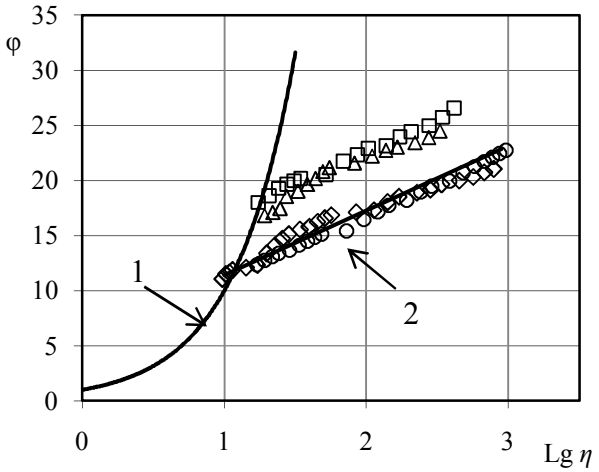


Рис. 2. Профиль скорости в универсальных координатах в точке на поверхности x = 2,65 м для полостей объёмом V = 0,575 см^3: 1 – расчет по выражению φ = η для универсального профиля в вязком подслое турбулентного потока; 2 – расчет по выражению φ = 5,85lgη + 5,56 для универсального профиля в турбулентном ядре; ● – расчёт по предложенной методике для поверхности без полостей; ■ – расчёт по предложенной методике, для поверхности с полусферическими демпфирующими полостями; ▲ – результаты натурного эксперимента для поверхности с демпфирующими полостями полусферической формы; ♦ – результат натурного эксперимента для поверхности без полостей

Можно отметить, что полости в значительной степени уменьшают энергию турбулентных вихрей в пограничном слое, что выражается трансформацией градиента скорости в пограничном слое. К основному преимуществу полусферических демпфирующих полостей можно отнести то, что их можно применять в высокоскоростном тепловом турбулентном пограничном слое, конечно, с учётом того, что материал стенки будет соответствовать температурным режимам. Однако полусферические полости не лишены недостатков: сложность их исполнения на поверхности, возможность засорения, а также работа в относительно небольшом диапазоне чисел Рейнольдса.

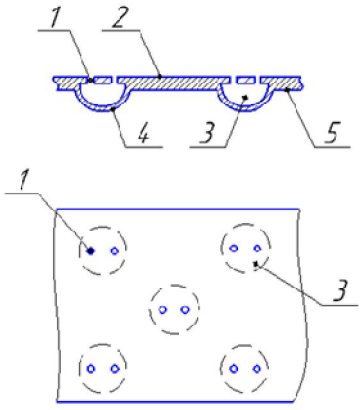


Рис. 3. Схема демпфирующей поверхности: 1 – перфорационные отверстия; 2 – внутренняя стенка; 3 – полусферические полости; 4 – полусферические выступы; 5 – внешняя стенка

При реализации данного метода управления можно ламинаризировать пограничный слой, снизить трение и теплоотдачу турбулентного потока на поверхности. Разработано техническое решение [7] – демпфирующая поверхность (рис. 3), которая содержит полусферические демпфирующие полости.

Демпфирующая поверхность позволяет не только снижать трение и теплоотдачу турбулентного потока на внутренней стенке, она также позволяет повышать теплоотдачу от внешней стенки за счёт образования полусферических выступов, но данный фактор пока не исследовался в работах. Полусферический выступ один из эффективных интенсификаторов, не вызывающий значительного сопротивления на поверхности [8]. Предложенное техническое решение может использоваться совместно с системами тепловой защиты поверхности, например, за участком вдува охладителя на поверхность.

Исследования выполнены при поддержке стипендией Президента Российской Федерации по проекту СП-2069.2018.1.

Обозначения

u_0 – начальная скорость потока, м/с; u_∞ – скорость на внешней границе пограничного слоя, м/с; V – объём полусферической полости, см^3; $\bar{f}$ – относительная площадь перфорации; l – точка на исследуемой поверхности, в которой получены результаты исследования, м; L – длина поверхности, м; T – температура потока, К; ρ – плотность, кг/м^3; A_v^* – эмпирический коэффициент, характеризующий воздействие полусферических демпфирующих полостей в зависимости от объёма; n – количество перфорационных отверстий.

Литература

1. Корнилов В. И. Проблемы снижения турбулентного трения активными и пассивными методами // Теплофизика и аэромеханика. 2005. № 12 (2). С. 183–208.
2. Леонтьев А. И., Гортышов Ю. Ф., Олимпиев В. В., Попов И. А. Эффективные интенсификаторы теплоотдачи для ламинарных (турбулентных) потоков в каналах энергоустановок // Изв. РАН. Энергетика. 2005. № 1. С. 75–91.
3. Гарбарук А. В., Стрелец М. Х., Шур М. Л., Травин А. К. Современные подходы к моделированию турбулентности. СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2016. – 234 с.
4. Себиси Т., Брэдшоу П. Конвективный теплообмен. Физические основы и вычислительные методы. М.: Мир, 1987. – 594 с.
5. Ковальногов, Н. Н. Пограничный слой в потоках с интенсивными воздействиями. Ульяновск: УлГТУ, 1996. – 246 с.
6. Ковальногов В. Н., Чукалин А. В., Фёдоров Р. В., Бондаренко А. А., Мирошин А. Н. Экспериментальное исследование пограничного слоя на перфорированной поверхности с демпфирующими полостями // Тр. седьмой Рос. нац. конф. по теплообмену. М.: Изд. дом МЭИ, 2018. Т. 2. С. 373–376.
7. Пат. на полезную модель № 186044 Российская Федерация: МПК F15D1/06 Демпфирующая поверхность / В. Н. Ковальногов, Р. В. Федоров, А. В. Чукалин, Л. В. Хахалева; заявитель и патентообладатель Ульян. гос. тех. ун-т. № 2018131418; опубл. 27.12.2018. Бюл. № 36.
8. Халатов А. А., Окишев А. В., Онищенко В. Н. Обобщение опытных данных по фактору аналогии Рейнольдса для интенсификаторов теплообмена различного типа // Пром. теплотехника. 2010. Т. 32, № 5. С. 5–13.

УДК 621.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ И ВОЗДЕЙСТВИЯ КАВИТАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ НА АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТНЫХ ПОТОКАХ

В. И. Кормилицын, С. Р. Ганиев, В. П. Рудаков, А. К. Крюков

Институт машиноведения им. А. А. Благонравова РАН, г. Москва, Россия

Рассматриваются результаты исследования формирования кавитационных процессов различной интенсивности в жидкостных потоках в плоских проточных каналах при числах $\mathrm{Re} \geq 10^4$ за различными телами обтекания (цилиндр, цилиндр с насечкой, пластина-серп, стакан) при перепадах давления на генераторе $(P_{вх} - P_{вых})/P_{вх} \geq 0{,}4$. Определенны условия, при которых достигается наибольшая интенсивность кавитационного процесса.

Определены также условия повышения интенсивности кавитационных процессов в потоках и их количественная характеристика при дополнительном конструктивном исполнении предвключённого участка с поверхностными турбулизаторами в виде лунок.

В кавитационных процессах интенсифицируются физико-химические явления при протекании различных технологических процессов [1–5]. В связи с этим актуальны исследования различных кавитационных процессов для целенаправленного использования их в научных и промышленных целях.

Принципиальная схема экспериментальной установки, методика проведения экспериментальных исследований по выявлению оптимальных конструктивных решений, теплофизических и гидродинамических режимов приведены в [3–5]. В канале прямоугольного сечения с переменным профилем устанавливались тела обтекания различной формы (цилиндр, цилиндры с насечками, пластина-серп, стакан). Насечка на цилиндрах выполнена сетчатой с шагом/высотой профиля, равными 0,6/0,3 мм (по ГОСТ 21474-75). В экспериментальной модели генератора предусмотрены различные конструктивные решения для получения данных при проведении экспериментальных исследований по возникновению и развитию кавитации в рабочем участке установки. В этом случае в отверстие в стенке генератора заподлицо с ней устанавливалась контрольная вставка в виде свинцового диска с механически обработанной внешней поверхностью.

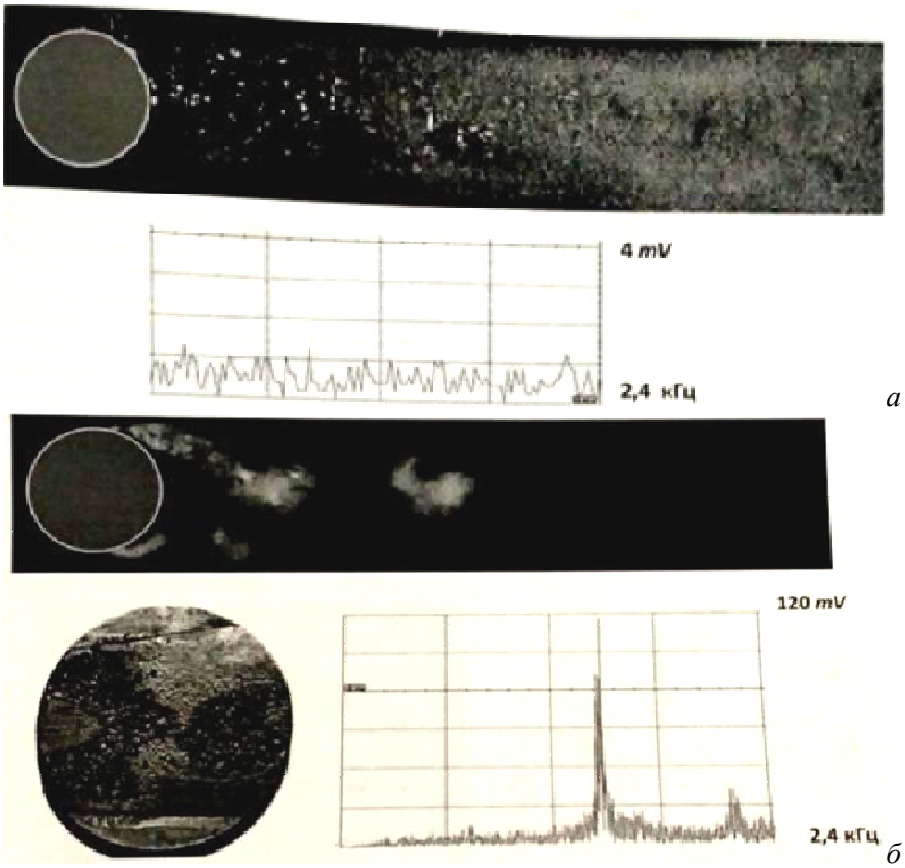
Перед проведением экспериментов свинцовую вставку отмывали от загрязнений, поместив ее в спиртовую ванну, и взвешивали на весах ANDMS70 moisteranalyzer, которые позволяют нагревать взвешиваемый образец для дополнительного удаления жидкости, оставшейся на поверхности. Скорость добавления масла регулировалась шаровым краном и поддерживалась на уровне 5% объемного расхода основной жидкости – водопроводной воды. В ходе эксперимента отбирались пробы полученной эмульсии в течение 10, 15 и 20 мин (а также при других временных интервалов и видов исходных материалов в зависимости от программ испытаний) от подачи масла. Наблюдение за дисперсностью производилось с помощью микроскопа ZeissScopeA.1 с 100-кратным увеличением и видеокамеры Zeiss, что позволяло сделать снимки и просматривать пробы на компьютере в программе AxiovisionRel.4.8. Использование данного микроскопа позволяет увидеть частицы размером до 1 мкм. Исследования плоского генератора проточного типа с различными телами обтекания проводились на гидродинамическом стенде (СТ-3), входящем в состав экспериментальной базы НЦ НВМТ РАН. Эта установка обеспечивает большие расходы рабочего тела (до 500 л/мин) и позволяет воспроизводить натурные параметры гидродинамических процессов, реализуемых на промышленных объектах энергетики. С целью сокращения времени в экспериментах в качестве контрольных вставок использовались образцы, выполненные из свинца, поскольку этот материал не обладает высокой эрозионной стойкостью. Унос материала контрольных образцов в результате кавитационного воздействия определялся путем взвешивания образцов до и после испытаний на аналитических весах типа АС № 200, при этом точность взвешивания составляла 0,1 мг. Температура воды и содержание в ней воздуха поддерживались постоянными в ходе эксперимента.

В ходе экспериментов получены данные по течениям жидкости и возникающих кавитационных явлениях при обтекании тел различной геометрии в плоском профилированном канале в зависимости от гидродинамических и теплофизических параметров работы волнового генератора. Получены фотографии картин визуализации кавитационных зон в плоском проточном волновом генераторе с различными телами обтекания (цилиндром, цилиндром с насечкой, пластиной-серпом, стаканом) при $(P_{вх} - P_{вых})/P_{вх} = 0{,}1–0{,}9$ и расходе до 240 л/мин при $\mathrm{Re} = 1\cdot10^4–2.3\cdot10^5$. Разработанная методика позволяет определить параметры потока в его начале и при его развитии, а также форму и размеры кавитационной пелены. Обобщение экспериментальных визуализационных картин кавитационных зон позади цилиндра и пластины в проточном волновом генераторе плоского типа при различных режимных параметрах показало, что безразмерный параметр $\lambda = lk/d$ зависит от числа Рейнольдса Re и относительного перепада давления на генераторе $(P_{вх} - P_{вых})/P_{вх}$, где lk – длина кавитационной пелены, с точкой отсчета от места ее образования; d – поперечный размер тел обтекания. Из анализа экспериментальных данных следует, что длина кавитационной пелены меняется от начала зарождения до максимально видимой ($\lambda \approx 14$) в небольшом диапазоне чисел Рейнольдса, причем для режимов с переменным давлением на выходе $P_{вых} = 0{,}14–0{,}8$ МПа заметное из-

менение скорости потока начинает происходить только в диапазоне $\lambda = 0–4[(P_{вх} – P_{вых})/P_{вх} = 0,27–0,55]$. При построении зависимости $\lambda = f[(P_{вх} – P_{вых})/P_{вх}]$ полученные экспериментальные данные складываются практически в единые кривые, что характеризует данный параметр как обобщающий для протекающих в проточном волновом генераторе кавитационных процессов. Обтекание тел потоком жидкости при определенных гидродинамических и теплофизических параметрах, приводящих к разрыву среды и образованию кавитационной пелены, состоящей из парогазовых пузырьков, создает внутри них при схлопывании давление среды до 100 МПа, а температуру – 10 000 °С [6]. Время схлопывания пузырька составляет микросекунды. Уиллер установил [7], что при схлопывании пузырька вблизи поверхности температура материала повышается на 500–800 °С. Гаррисон также показал [8], что в жидкости вокруг пузырька могут возникать высокие перепады давления (до 4000 атм) вследствие ударных волн при схлопывании кавитационного пузырька. При гидродинамической кавитации и в присутствии множества пузырьков кавитационный пузырек всегда схлопывается несимметрично, при этом образуются кумулятивные струйки, которые как раз вызывают эрозию и разрушение материалов [9]. По результатам проведенных экспериментов выполнен анализ относительного уноса $\Delta m/M$ (%) от относительного перепада давления на генераторе $(P_{вх} – P_{вых})/P_{вх}$ при $P_{вх} = 1,0$ МПа, $P_{вых} = 0,13–0,8$ МПа, где Δm – унос массы свинца с контрольного образца за 1 ч работы; M – масса исходной свинцовой вставки, рассчитанная по объему свинцовой контрольной вставки и плотности свинца при нормальных условиях. Зависимости $\Delta m/M = f((P_{вх} – P_{вых})/P_{вх})$ имеют характерный максимум для всех исследуемых тел обтекания. Иначе говоря, интенсивность кавитации за телами обтекания в плоском генераторе с ростом $(P_{вх} – P_{вых})/P_{вх}$ вначале увеличивается, затем при определенных значениях $P_{вых}$ уменьшается. Это связано первоначально с влиянием перепада давления на скорость потока и размеры кавитационной пелены за первым и вторым рядом тел обтекания, а далее с уровнем статического давления в месте установки контрольной вставки и интенсивности схлопывания парогазовых пузырьков. При обтекании одиночных тел наблюдается повышение интенсивности схлопывания пузырьков для тел обтекания: цилиндр и цилиндр с насечкой, а для одиночной пластины, наоборот, ее понижение. Экспериментально установлено, что повышение турбулентности потока на поверхности цилиндра с помощью нанесения на нее насечки приводит к повышению интенсивности кавитационных процессов в виде увеличения амплитуды колебаний давления в 1,3 раза и уноса материала с контрольной вставки в 2,5 раза.

Данное явление использовано нами в разработке нового модернизированного канала проточного волнового генератора с дополнительной турбулизацией потока за счет лунок. В качестве примера на рисунке приведены картины течения, кавитационной эрозии и амплитудно-частотных характеристик пульсаций давления, полученные за телом обтекания с двумя разновидностями сочетаний режимно-параметрических и конструктивных факторов на интенсивность кавитационных процессов, в результате которых получены течения с распределенной и сосредоточенной зонами кавитации. Этот факт является существенным, так как при работе оборудования в промышленных условиях он проявляется в результативности технологических процессов, влияющих на качество продукта.

Рассмотрены результаты исследования формирования кавитационных процессов различной интенсивности в жидкостных потоках в плоских проточных каналах при числах $\mathrm{Re} \geq 10^4$ за различными телами обтекания (цилиндр, цилиндр с насечкой, пластина-серп, стакан) при перепадах давления на генераторе $(P_{вх} – P_{вых})/P_{вх} \geq 0,4$. Определены условия, при которых достигается наибольшая интенсивность кавитационного процесса. В плоском профилированном канале волнового генератора проточного типа при числах $\mathrm{Re} \geq 10^4$, перепадах давления на генераторе $(P_{вх} – P_{вых})/P_{вх} \geq 0,4$ за телами обтекания – цилиндр, цилиндр с насечкой, пластина-серп, стакан – возникают обширные области кавитации.



Фотографии картины течения, кавитационной эрозии и амплитудно-частотные характеристики пульсаций давления в потоке: *а* – распределенная зона кавитации ($P_{ах}$ = 0,3 МПа, $P_{вых}$ = 0,1 МПа); *б* – сосредоточенная зона кавитации ($P_{ах}$ = 0,5 МПа, $P_{вых}$ = 0,3 МПа). Из опытных данных, приведенных на рисунке, следует, что здесь имеет место принципиальное различие в интенсивности кавитационного процесса при работе одного и того же устройства, одной и той же жидкости, но при различных значениях давления среды на входе и выходе

Наибольшая интенсивность кавитации реализуется в генераторе, в котором побудители кавитации состоят из турбулизирующих решеток, сформированных из таких тел обтекания, как цилиндр с насечками. Нанесение насечки на поверхность гладкого цилиндра приводит к интенсификации кавитации, увеличению амплитуды колебаний давления за телом обтекания в 1,2–1,3 раза. Нанесение турбулизаторов в виде лунок на поверхность предвключенного участка перед телами обтекания кавитационных решеток рабочего участка генератора приводит к дополнительному увеличению интенсивности кавитационных процессов на 15–20%.

Литература

1. Ганиев Р. Ф. Волновые машины и технологии (введение в волновую технологию). М.: Ижевск: НИЦ «РХД», 2008. – 192 с.

2. Ганиев Р. Ф., Кормилицын В. И., Украинский Л. Е. Волновая технология приготовления альтернативных видов топлив и эффективность их сжигания. М.: Наука, 2008. – 116 с.

3. Шмырков О. В., Юшков Н. Б., Кормилицын В. И. Исследования характеристик плоского волнового генератора проточного типа с различными телами обтекания // Инж. журн. с приложением. 2013. № 2. С. 12–19.

4. Юшков Н. Б., Шмырков О. В., Кормилицын В. И. Формирование тонкодисперсных эмульсий в проточном волновом генераторе с маслами различной вязкости // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2013. № 4. С. 83–87.

5. Кормилицын В. И., Шмырков О. В., Юшков Н. Б. Формирование водотопливной эмульсии на основе сырой нефти и ее сжигание в котле ДКВР-10/13 // Промышленные и отопительные котельные и миниТЭЦ. 2013. № 4. С. 19.

6. Пирсол И. Кавитация. М.: Мир, 1975. – 95 с.

7. Wheeler W. H. Indentation of metals by cavitation // Trans. ASME. Series D. 1960. Vol. 82. No. 1. C. 184–194.

8. Harrison M. Experimental study of single bubble cavitation noise // J. Acoust. Soc. Amer. 1952. Vol. 24. P. 776.

9. Brunton I. H. The deformation of solids by cavitation and drop impingement // Тр. Междунар. симпозиума в Ленинграде. М.: Наука, 1973.

10. Исаев С. А. Леонтьев А. И. Интенсификация теплообмена поверхностными вихрегенераторами (лунками). Состояние и перспективы // Тр. 4-й междунар. конф. «Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках». М.: Изд. дом МЭИ, 2011. С. 79.

УДК 533.517.4

НОВЫЕ АСПЕКТЫ В ТЕОРИИ ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В. А. Кот

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
valery.kot@hmti.ac.by

Общим методом получения решений для вязких течений является численное решение уравнений Навье–Стокса [1–3]. При рассмотрении вязких течений пограничный слой требует наибольшей части вычислительных ресурсов [1–3]. Один из действенных способов разрешения данной проблемы – это использование интегральных уравнений [4]. Настоящую работу следует рассматривать как естественное продолжение выполненных за последние годы исследований в области теории интегральных моделей описания ламинарного пограничного слоя. При умеренных углах атаки задача допускает определенные приближения, что сводит уравнения Прандтля для двумерного течения [4] к следующим уравнениям:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{\partial \upsilon}{\partial y}=0, \qquad u\dfrac{\partial u}{\partial x}+\upsilon\dfrac{\partial u}{\partial y}=-\dfrac{\partial p}{\partial x}+\dfrac{1}{\mathrm{Re}_L}\dfrac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \\ u\dfrac{\partial T}{\partial x}+\upsilon\dfrac{\partial T}{\partial y}=\dfrac{1}{\mathrm{Pr}\,\mathrm{Re}_L}\dfrac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \end{cases} \tag{1}$$

Для выполнения уравнений пограничного слоя и требования $\mathrm{Re}_L \gg 0$ имеем $\mathrm{PrRe}_L \gg 0$. Поскольку уравнение непрерывности равно нулю, получаем семейство уравнений импульса:

$$\begin{cases} \dfrac{2}{U^2}\left(\dfrac{\mathrm{d}(U^2\Theta)}{\mathrm{d}x}+U\dfrac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x}\delta_1\right)=\dfrac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U}, \qquad \dfrac{1}{U^3}\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}(U^3\delta_2)=\dfrac{2}{\rho U^3}\int\limits_0^{\delta}\left(\dfrac{\partial u}{\partial y}\right)^2 dy, \\ \dfrac{1}{U^4}\left(\dfrac{\mathrm{d}(U^4\delta_3)}{\mathrm{d}x}-3U^3\dfrac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x}\Theta\right)=6\dfrac{\nu}{U^4}\int\limits_0^{\delta}u\left(\dfrac{\partial u}{\partial y}\right)^2 dy, \end{cases} \tag{2}$$

где

$$\delta^* = \int_0^\delta (1-\tilde{u})\,dy, \qquad \delta_1 = \theta = \int_0^\delta (1-\tilde{u})\,\tilde{u}\,dy, \qquad \delta_2 = \int_0^\delta \tilde{u}\,(1-\tilde{u}^2)\,dy, \qquad \delta_3 = \int_0^\delta \tilde{u}\,(1-\tilde{u}^3)\,dy,$$

$$\delta_1^k = \int_0^\delta \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}\right)^2 dy, \qquad \delta_2^k = \int_0^\delta \tilde{u}\left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}\right)^2 dy, \qquad \omega = \left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=0}, \qquad \tilde{u} = \frac{u}{U}.$$

Условия на стенке принимают вид

$$\begin{cases} u|_{y=0} = 0, \quad \left.\dfrac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right|_{y=0} = -\dfrac{1}{\nu}\left(U\dfrac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x}\right)\Bigg|_{y=0}, \quad \left.\dfrac{\partial^3 u}{\partial y^3}\right|_{y=0} = 0, \quad \left.\dfrac{\partial^4 u}{\partial y^4}\right|_{y=0} = \dfrac{1}{\nu}\left(\omega\dfrac{\partial \omega}{\partial x}\right)\Bigg|_{y=0}, \\ \left.\dfrac{\partial^5 u}{\partial y^5}\right|_{y=0} = -\dfrac{10}{\nu^2}\left[\omega\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(U\dfrac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x}\right)\right]\Bigg|_{y=0}, \left.\dfrac{\partial^6 u}{\partial y^6}\right|_{y=0} = \dfrac{22}{\nu^3}\left[U\dfrac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x}\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left(U\dfrac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x}\right)\right]\Bigg|_{y=0}, \quad \ldots \end{cases} \tag{3}$$

Для температурного пограничного слоя имеем уравнение [4]

$$\frac{d}{dx}\int_0^{\delta_T} (T_\infty - T)\,u\,dy = a\left.\frac{dT}{dy}\right|_{y=0}. \tag{4}$$

Исследованы профили скорости ламинарного потока в пограничном слое ($\eta = y/\delta$):

$$\frac{u}{U} = \tilde{u} = 1 - (1 + a_1\eta + a_2\eta^2 + a_3\eta^3 + \ldots)(1-\eta)^p, \quad p \ge 3. \tag{5}$$

Для обтекаемой потоком полубесконечной пластины установлены наиболее важные граничные условия: $\partial^3\tilde{u}(0,x)/\partial\eta^3 = 0$ и $\partial^6\tilde{u}(0,x)/\partial\eta^6 = 0$. По всей видимости, граничные условия, содержащие производные второго, четвертого и пятого порядков, целесообразно не рассматривать ввиду известной сингулярности Гольдштейна [5].

Обтекание пластины безградиентным потоком сводится к задаче Блазиуса [4]

$$f''' + f f'' = 0, \qquad f(0) = f'(0) = 0, \qquad f'(\infty) = 1. \tag{6}$$

Решение задачи возможно различными вычислительными методами [1–3, 5–7]. Нами впервые получено существенно более точное из известных полиномиальное решение. Были применены интегральные соотношения (2) с новой комбинацией граничных условий (4). Для полинома (5) при $p = 10$ получено решение, очень близкое к точному (рис. 1). Кривые профиля скорости для точного и приближенного решений полностью сливаются.

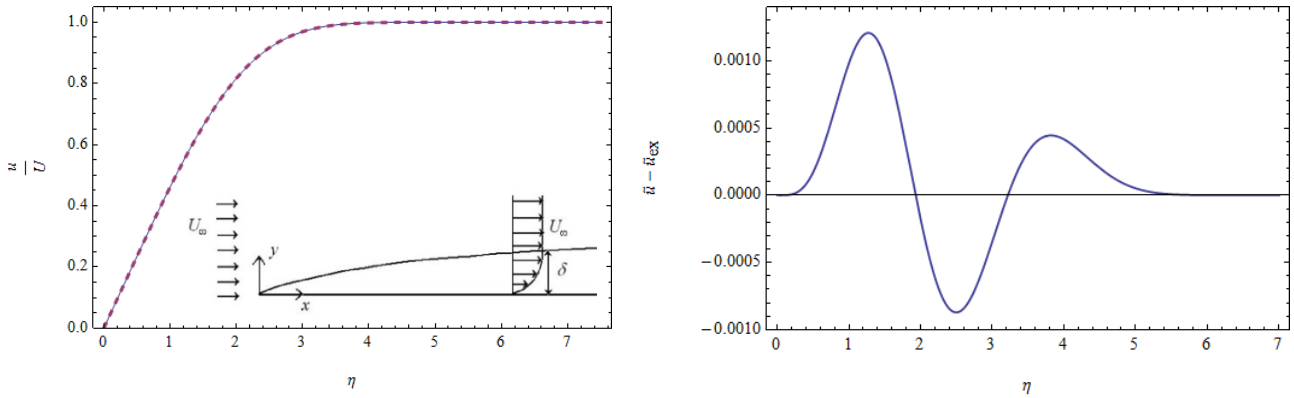
Сравнение таких важных параметров пограничного слоя, как касательное напряжение трения τ_w, толщина вытеснения δ^*, толщина вытеснения импульса θ, формпараметр $H = \delta^*/\theta$, рассчитанных на основе предложенных новых подходов, с теоретическими точными значениями указанных параметров (рассчитаны численными методами) показывает их практически полное совпадение (табл. 1). Достигнутая точность расчета существенно превзошла численно-аналитический метод, предложенный в работе [6]. Аналогично такая же высокая точность расчета имеет место для коэффициента сопротивления C_f.

Точка отрыва потока $x = S$ ($\partial u(0, S)/\partial\eta$) была рассчитана для большинства аналитически заданных потенциальных потоков с известными значениями точки отрыва $x = S$ (рассчитаны численными методами). В частности, для потенциального течения Хоуарта $U = U_\infty(1 - x)$ из-

вестно точное значение точки отрыва: S = 0.120 (рис. 2, *а*) [4]. Точно такое же значение S = 0.120 нами получено на основе полинома (5) (p = 5) (рис. 2, *б*).

Для степенного распределения скорости потока имеем [4]:

$$U_\infty = C x^m \quad \rightarrow \quad \beta^* = \pi\beta \quad \rightarrow \quad \beta = \frac{2m}{m+1} \quad \rightarrow \quad \left\{ \begin{array}{l} f''' + f f'' + \beta(1 - f'^2) = 0 \\ f(0) = f'(0) = 0, \quad f'(\infty) = 1 \end{array} \right\}. \qquad (7)$$



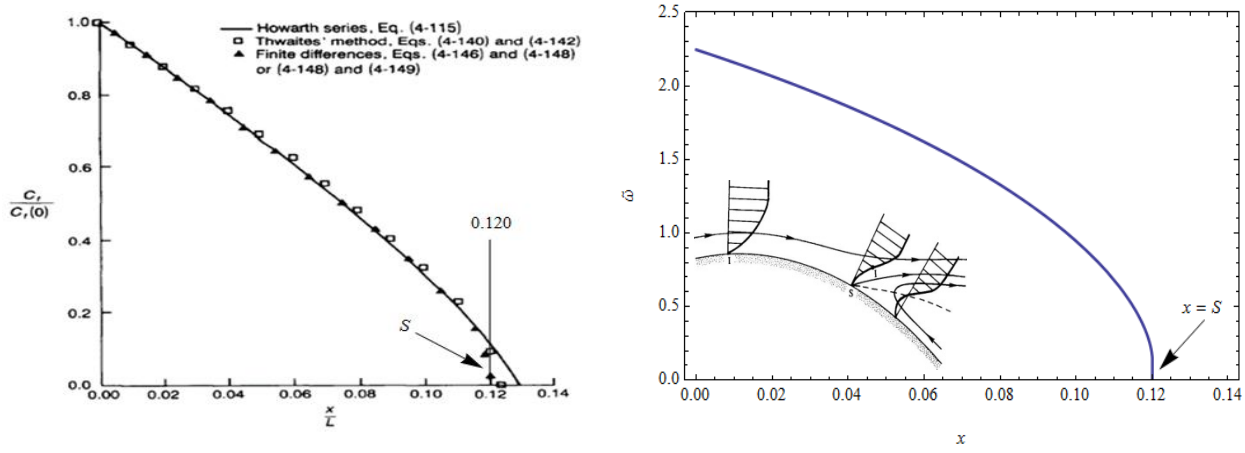
а *б*

Рис. 1. Профили скорости «точного» (сплошная линия) и приближенного (штриховая линия) решений для обтекаемой пластины (*а*) и отклонение приближенного решения (5) (p = 10) от «точного (*б*)

Таблица 1

Аппроксимационная ошибка расчета параметров ламинарного пограничного слоя

Профили скорости		$\lvert E_{\delta^*} \rvert$(%)	$\lvert E_\theta \rvert$(%)	$\lvert E_{C_f} \rvert$(%)
Pohlhausen	$n = 4$	1.7	3.2	3.3
	$n = 6$	0.36	0.5	0.34
Timman		0.58	0.08	2.1
Thwaites		1.1	1.8	1.1
Drela		0.58	0.65	0.32
Полином (5)	$p = 5$	0.237	0.018	0.018
	$p = 10$	0.074	0.00036	0.00031



а *б*

Рис. 2. Изменение $C_f / C_f(0)$ (*а*) и функции $\tilde{\omega}$ (*б*) по координате x при $U = U_\infty(1 - x)$

Для решения данной задачи применен полином со степенью $p = p(\beta)$:

$$\left\langle \left.\frac{\partial^3 \tilde{u}}{\partial \eta^3}\right|_{\eta=0} = 0 \right\rangle \quad \rightarrow \quad \tilde{u} = 1 - \left(1 + a\,\eta + \frac{p(\beta)-1}{6}(2 + 3a - p(\beta))\,\eta^2\right)(1-\eta)^{p(\beta)}. \tag{8}$$

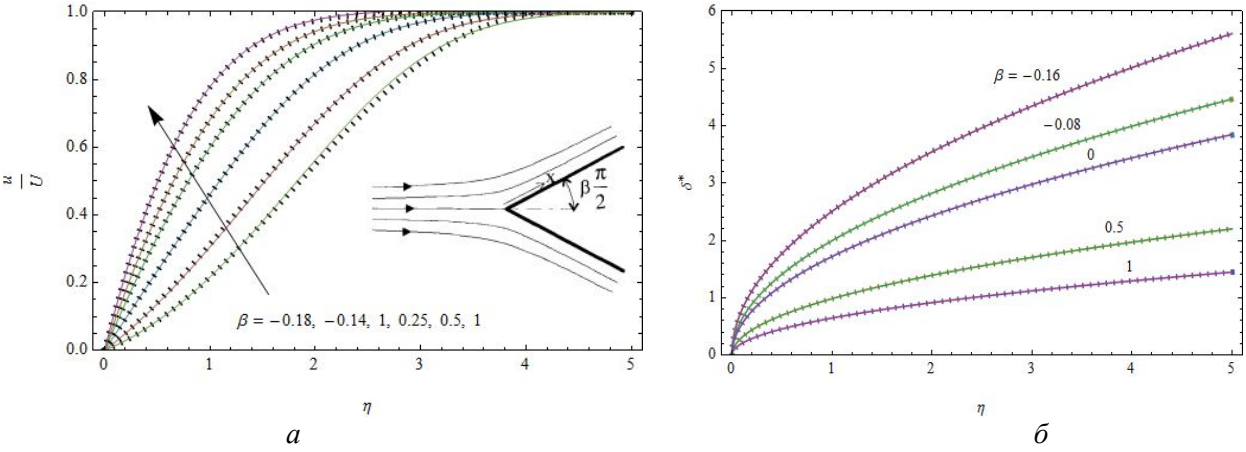
Решение задачи сведено к определяющим соотношениям

$$\frac{(1+5m)\,\delta_3}{(1+3m)\,\delta_2 + 2m\,\delta_1}\left.\frac{\mathrm{d}\tilde{u}}{\mathrm{d}\eta}\right|_{z=0} = 2\int_0^1 \left(\frac{\mathrm{d}\tilde{u}}{\mathrm{d}\eta}\right)^2 \mathrm{d}\eta, \qquad \delta = 2\sqrt{\frac{1}{\delta_3}\int_0^1 \left(\frac{\mathrm{d}\tilde{u}}{\mathrm{d}\eta}\right)^2 \mathrm{d}\varsigma \; \frac{1}{U(x)^6}\int_0^x U(x)^5\,\mathrm{d}x}. \tag{9}$$

Для степени $p(\beta)$ впервые установлена линейная зависимость

$$p(\beta) \rightarrow \begin{cases} \beta > 0 \quad \rightarrow \quad p = 5 + 7\beta, \qquad \beta = 0 \quad \rightarrow \quad p = 5, \\ \beta < 0 \quad \rightarrow \quad p = 5 + 12\beta. \end{cases} \tag{10}$$

Проведенный расчет показал высокую точность модели (рис. 3).



а *б*

Рис. 3. Профили скорости потока (*а*) и изменение по *x* толщины вытеснения δ^* (*б*)

На основе решений в виде полинома (6) рассчитаны основные параметры: δ^*, θ, H и C_f (табл. 2). Для всех значений степени $m(\beta)$ отмечаем высокую точность решений.

Таблица 2

Сравнительные данные параметров пограничного слоя при $U(x) = Cx^m$

β	m	θ		δ^*		H		$\frac{1}{2}C_f\,\mathrm{Re}_x^{1/2}$	
		Теория	(8)–(10)	Теория	(8)–(10)	Теория	(8)–(10)	Теория	(8)–(10)
1.00000	1.00000	0.29234	0.29233	0.64789	0.64789	2.21623	2.21627	1.23259	1.23256
0.5	0.33333	0.42899	0.42902	0.98537	0.98514	2.29694	2.29626	0.75745	0.75740
0.28571	0.16666	0.50895	0.50896	1.20511	1.20450	2.36781	2.36659	0.58255	0.58247
0.00000	0.00000	0.66411	0.66400	1.72079	1.71671	2.59110	2.58544	0.33206	0.33200
–0.04000	–0.01961	0.69419	0.69354	1.84404	1.84074	2.65639	2.65414	0.29052	0.29027
–0.08000	–0.03846	0.72786	0.73039	1.99731	1.99595	2.74409	2.73270	0.24512	0.24489
–0.12000	–0.05660	0.76628	0.76438	2.20057	2.20168	2.87177	2.88035	0.19351	0.19257
–0.16000	–0.07407	0.81155	0.80917	2.50823	2.51137	3.09067	3.10364	0.12981	0.12873

Для расчета теплового пограничного слоя использовали аналогичный подход, который заключается в описании температурного поля в виде полинома

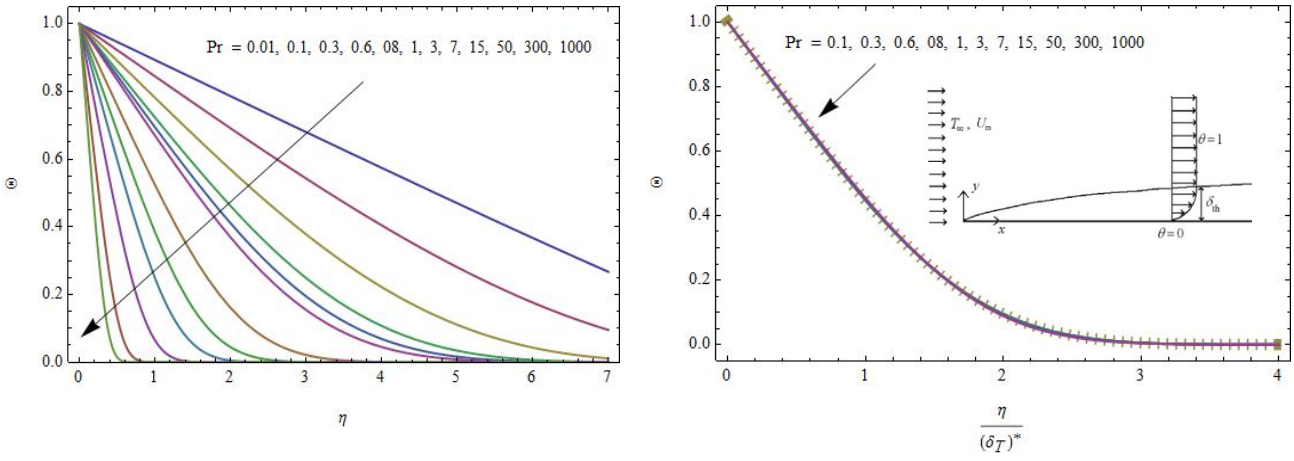
$$\Theta = \frac{T_w - T}{T_w - T_f} = (1 + a_1 \xi + a_2 \xi^2 + a_3 \xi^3 + ...)(1 - \xi)^p , \tag{11}$$

где $\xi = y/\delta_T$. Подстановка в (4) решений для динамического пограничного слоя (5) и соответствующих полиномиальных представлений (11) с последующим интегрированием дает обыкновенное дифференциальное уравнение относительно параметра $\Delta = \delta_T/\delta$. Рассмотрено два важных случая: $\delta_T \le \delta$ ($\mathrm{Pr} \ge 1$) и $\delta_T > \delta$ ($\mathrm{Pr} < 1$), для каждого их которых получены соответствующие значения коэффициента теплоотдачи. В частности, при обтекании внешним потоком пластины тепловая задача сводится к решению системы

$$\begin{cases} \Theta'' + \mathrm{Pr}\, f(\eta)\Theta' = 0, \\ \Theta(0) = 1, \qquad \Theta(\infty) = 0, \end{cases} \tag{12}$$

для которой известно точное решение в виде сложных интегралов [8].

Расчет на основе (11) дает очень близкие к точному решения (рис. 4, *а*, *б*). Отметим, что зависимости $\Theta(\delta_T, \mathrm{Pr})$, построенные для переменной $\delta_T^* = \int_0^{\delta_T} \Theta \partial\xi$, почти сливаются в одну обобщенную кривую (рис. 4, *б*). Рассчитанные коэффициенты теплоотдачи приведены в табл. 3. Констатируем существенно более высокую точность расчета коэффициента теплоотдачи на основе предложенного нового подхода.



а *б*

Рис. 4. Распределение температуры в тепловом пограничном слое на пластине при T_w = const (*а*) и изменение температуры в пограничном слое в зависимости от обобщенной координаты δ_T^* (*б*)

Таблица 3

Сравнительные данные для теплоотдачи пластины: $\mathrm{Nu_x Re^{-1/2}}$ [8, 9]

Метод	Pr = 0.5	Pr = 0.7	Pr = 0.8	Pr = 1	Pr = 5	Pr = 7	Pr = 10
Blasius	**0.259**	**0.292**	**0.307**	**0.332**	**0.585**	**0.645**	**0.730**
$0.332\ \mathrm{Pr}^{1/3}$	0.263	0.295	0.308	0.332	0.568	0.635	0.715
Pohlhausen	–	0.270	0.298	0.323	–	0.630	0.711
Pohl. ($\mathrm{Pr} \to \infty$)	–	0.294	0.308	0.331	–	0.634	0.714
Полином (11)	**0.260**	**0.293**	**0.307**	**0.332**	**0.586**	**0.644**	**0.730**

Литература

1. Wendt J. F. Computational Fluid Dynamics. An Introduction. Berlin: Springer, 2009.
2. Katz J., Plotkin A. Low speed aerodynamic. New York: Cambridge Univer. Press, 2001.
3. Drela M., Giles M. B. Two-dimensional transonic aerodynamics design method // American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal. 1987. Vol. 25, No. 9. P. 1199–1206.
4. Schlichting H., Gersten K. Boundary layer theory. Berlin: Springer, 2000.
5. Goldstein S. On laminar boundary layer flow near a position of separation // J. of Mechanics and Applied Mathematics. 1947. Vol. 1, No. 1. P. 43–69.
6. Özdemir H., Van Garrel A., Seubers H. J. Unsteady Interacting Boundary Layer Method. Conference Paper, 2007.
7. Bayeux C. Radenac E., Villedieu P. Theory and validation of a 2D finite-volume integral boundary layer method for icing applications // AIAA J. Vol. 57, No. 10.
8. Ghiaasiaan S. M. Convective Heat and Mass Transfer. New York: Cambridge, 2011.
9. Lewins J. D. Comparative solutions to the integral-approximate thermal boundary layer equations for flat plate // Int. J. of Mech. Eng. Ed. 2004. Vol. 32, No. 4. P. 315–344.

УДК 536.24

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ДВУХ НАТУРНЫХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ С АЛЮМИНИЕВЫМИ ПРОДОЛЬНЫМИ ГЛАДКИМИ И ОДНОСТОРОННЕ ОЛУНЕННЫМИ РЕБРАМИ

В. Б. Кунтыш[1], А. Б. Сухоцкий[1], Г. С. Маршалова[1,2]

[1]УО «Белорусский государственный технологический университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

При охлаждении электронных устройств, приборов, радиопередающего и телекоммуникационного оборудования применяются радиаторы из гладких алюминиевых пластинчатых ребер, гомогенно соединенных с плоским основанием (плитой) из теплопроводного металла, являющегося источником подвода теплоты, выделяемой, например, транзистором, чипом и т. п. Ребра являются пластинами прямоугольного поперечного сечения, образующие узкие прямые каналы (щели), по которым движется принудительный или свободный поток воздуха окружающей среды. Скорость движения воздуха составляет 1–6 м/с. Коэффициент теплоотдачи от гладкой поверхности ребра к воздуху является небольшим (1–20 Вт/(м^2·К)) и зависит от вида конвекции (вынужденной или свободной). Вследствие этого масса и габариты радиаторов-теплоотводов значительны.

Подобные гладко пластинчатые теплообменники применяются в качестве теплоутилизаторов систем кондиционирования и воздушного отопления зданий и сооружений в строительном комплексе, в теплотехнологических установках различных отраслей промышленности. Им свойственны те же недостатки, что и радиаторам электроники.

Основным способом снижения объемно-массовых характеристик при заданном отводимом тепловом потоке является интенсификация конвективного теплообмена. Известно и изучено значительное число способов интенсификации [1–8] при вынужденной конвекции газовых потоков. Однако в последние два десятилетия большое внимание привлек способ

вихревой интенсификации конвективного теплообмена, реализуемый нанесением на поверхности выемок (лунок) цилиндрической, сферической, траншейной, овальной и др. форм. Этот способ впервые был предложен и экспериментально исследован [8] при продольном движении воздуха внутри трубы и в кольцевом канале. Этому научному направлению посвящены десятки многочисленных исследований, включая работы авторов [7]. Способ привлекателен тем, что увеличение теплоотдачи протекает при очень незначительном росте аэродинамического сопротивления. Однако известны отдельные осторожные высказывания о значительном росте сопротивления потока при облунении поверхности по сравнению с гладкими пластинами.

С учетом изложенного, целью работы на первом этапе является получение количественных данных по аэродинамическому сопротивлению натурного пластинчатого теплообменника с луночными интенсификаторами и сравнение с сопротивлением базового теплообменника из гладких пластин, а также, в случае превышения роста сопротивления не более чем на 10–15%, осуществить второй этап экспериментального исследования – изучить теплоотдачу интенсифицированного теплообменника.

Для реализации цели были подготовлены два натурных пластинчатых теплообменника одинакового конструктивного исполнения, отличающиеся типами поверхности теплообмена. Конструкция базового теплообменника (поперечный разрез, вид спереди и вид сверху со снятой верхней прижимной алюминиевой плитой) приведена на рис. 1. Подобная конструкция применяется при охлаждении принудительным потоком воздуха радиоэлектронного оборудования с мощностью теплового потока Q = 3,2 кВт, температурой поверхности у основания 80 °С, температурой охлаждающего воздуха на входе в пластинчатые каналы 25–30 °С. Нижняя толстостенная плита (основание) выполнена из красной меди. В ней выфрезированы продольные пазы глубиной 5 мм прямоугольного поперечного сечения, в которые вставлены алюминиевые пластины с обжатием их, что обеспечило прочное плотное их соединение, близкое к гомогенному. Толщина алюминиевых пластин-ребер (теплоотводов) по высоте одинакова и равна 1,4 мм. Расстояние на просвет между пластинами (ширина воздушного канала) составляло a = 2,1 мм, высота h = 67 мм, длина пластины l = 320 мм. Количество пластин-ребер m = 55 шт. Количество воздушных каналов – 54 шт.

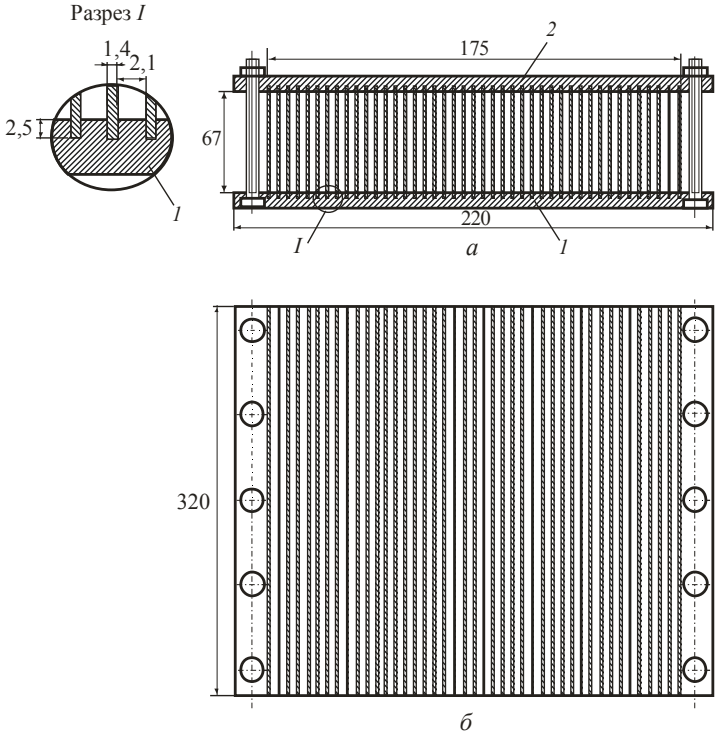


Рис. 1. Поперечное сечение (*а*), вид сверху (*б*) пластинчатого теплообменника: *1* – нижняя плита, *2* – верхняя плита

Во втором теплообменнике на одной поверхности каждой пластины фрезой диаметром 3 мм нанесены сферические лунки глубиной 0,84 мм с шахматным расположением. Поперечный шаг (по высоте пластины) составлял $S_1 = 6$ мм, продольный (в направлении движения воздуха) $S_2 = 3$ мм. Следовательно, количество лунок по высоте в одном ряду составляло 10 шт, а количество рядов лунок в направлении движения воздуха – 105 шт. Общее количество лунок на пластине – 1050 шт. Противоположная поверхность пластины была гладкой. Таким образом, в каждом воздушном канале одна поверхность была облуненной, а противоположная (зеркальная) поверхность – гладкой. Внешний вид теплообменника показан на рис. 2.

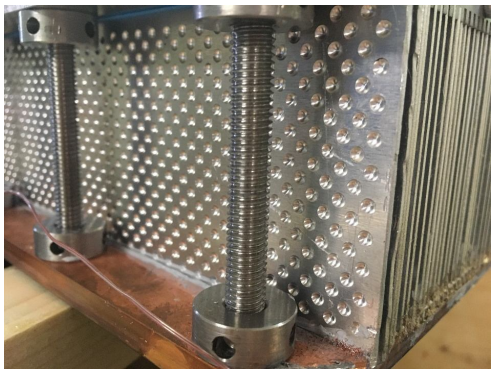


Рис. 2. Внешний вид теплообменника с лунками

Для измерения потерь давления воздуха использовалась аэродинамическая труба [9]. Вход и выход воздуха из теплообменника осуществлялся по подсоединенным каналам из нержавеющей стали длиной 1150 мм. Датчиками отбора статического давления являлись медицинские иглы внутреннего диаметра 0,3 мм, которые устанавливались заподлицо в середине верхней и боковых сторон воздушных каналов, поперечное сечение которых совпадало с поперечным сечением испытанных теплообменников. Потери давления воздуха включали в себя и потери давления на преодоление местного сопротивления воздуху на входе и выходе теплообменника.

Опыты проведены при изотермическом потоке воздуха с температурой 22–23 °С. Скорость воздуха в сечении набегающего потока изменялась в диапазоне $w_н = 3{,}05$–$13{,}4$ м/с. Опытные данные обрабатывались в числах подобия Эйлера (Eu), Рейнольдса (Re) и представлялись графически как $\mathrm{Eu} = f(\mathrm{Re})$ на рис. 3. Здесь $\mathrm{Eu} = \Delta P/(\rho w^2)$ – число Эйлера; $\mathrm{Re} = w d_э/\upsilon$ – число Рейнольдса; ΔP – перепад статического давления воздуха на теплообменнике, Па; w – скорость воздуха в межпластинчатом канале (щели), м/с; $d_э = 2a$ – эквивалентный диаметр канала, м. Физические константы воздуха ρ и υ принимаются по его средней температуре.

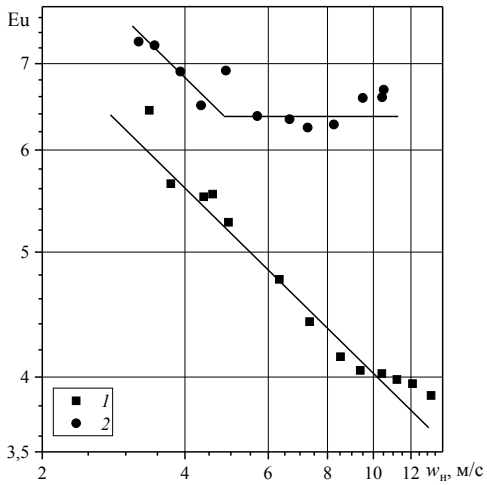


Рис. 3. Аэродинамическое сопротивление пластинчатых теплообменников: *1* – гладкие пластины, *2* – пластины с облунением

Анализ результатов исследования (рис. 3) показывает увеличенное сопротивление теплообменника с луночной интенсификацией. По сравнению с гладко-пластинчатым теплообменником отмечается его увеличение в 1,08–1,1 раза при Re = 1600–2500 (нерабочая область) для испытанных устройств и в 1,22–1,45 раза – при Re = 2700–4800. Для конкретного будущего применения интенсифицированного теплообменника результат признан неудовлетворительным. Второй этап работы, т. е. всестороннее исследование теплоотдачи применением лунок не проводилось. Однако нами было выполнено изучение теплообмена по укрупненным показателям, которое указывало на увеличение теплоотвода не более 5–8% в изученном диапазоне Re.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке БРФФИ (проект Т19РМ-076).

Литература

1. Антуфьев В. М. Эффективность различных форм конвективных поверхностей. М.-Л.: Энергия, 1966. – 184 с.

2. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Ярхо С. А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1972. – 220 с.

3. Мигай В. К. Повышение эффективности современных теплообменников. Л.: Энергия, 1980. – 144 с.

4. Кунтыш В. Б. Исследование теплообмена и его интенсификация в трубных пучках теплообменников воздушного охлаждения: дис. … д-ра техн. наук. СПб., 1993.

5. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Копп И. З., Мякочин А. С. Эффективные поверхности теплообмена. М.: Энергоатомиздат, 1998. – 408 с.

6. Гортышов Ю. Ф., Олимпиев В. В., Байгалиев Б. Е. Теплогидравлический расчет и проектирование оборудования с интенсифицированным теплообменом. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2004. – 432 с.

7. Халатов А. А., Борисов И. И., Шевцов С. В. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. Киев: ИТТ НАН Украины, 2005. – 500 с.

8. Кубанский П. Н. Поведение резонансной системы в потоке // ЖТФ. 1957. № 1. С. 180–188.

9. Кунтыш В. Б., Дударев В. В., Сухоцкий А. Б., Володин В. И. Результаты исследования тепловых характеристик пучка воздухоподогревателя из биметаллических ребристых труб // Изв. Вузов. Энергетика. 2014. № 1. С. 48–58.

УДК 532.526.4

СТЕРЕОИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯ СКОРОСТИ ВНУТРЕННЕЙ ОБЛАСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ЗА ТОНКОЙ ТРЕХМЕРНОЙ ПЛАСТИНОЙ

И. Г. Кухарчук, В. Л. Жданов

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Представлены результаты экспериментального исследования изменения поля скорости в развитом турбулентном пограничном слое под воздействием тонкой пластины конечных размеров. Трехмерные измерения поля скорости выполнены в плоском водяном канале дли-

ной L = 0.850 м, высотой $2h$ = 0.05 м и шириной B = 0.125 м методом стерео PIV. Водяной поток заселялся частицами размером 4 мкм. Две цифровые камеры 4 Мрх со скоростью съемки 180 кадр/с и разрешением 2048×2048 пикселей осуществляли съемку распределений частиц в плоскости лазерного ножа, генерируемого импульсным лазером Nd:YAG мощностью 50 мДж.

Изображения распределения частиц обрабатывались программой Insight 4G (TSI) для получения векторного поля скорости. Камеры были оснащены объективами Nikon Micro-Nikkor 60 мм *f*/2.8D и установлены под углом 45° к оси канала. Чтобы минимизировать искажения изображений частиц вследствие различия коэффициентов преломления на поверхностях раздела сред воздух–стекло–вода, на стенке канала устанавливались треугольные призмы с углом при вершине 90°, внутренний объем которых заполнен водой. Оптическая ось камер и боковые поверхности призм были взаимно перпендикулярны. Камеры разрешали высоту пограничного слоя (коэффициент увеличения изображения 0.41). Расход в канале поддерживался с точностью ±1%. Для формирования развитого турбулентного пограничного слоя в начале канала на нижней поверхности закреплялась круглая трубка диаметром 0.005 м.

Пластина толщиной 0.00045 м с острой передней и задней кромками устанавливалась по центру канала на расстоянии 0.4 м от его начала (рис. 1). Пластина имела ширину b = = 0.024 м, хорду c = 0.008 м, а ее высота в пограничном слое h = 0.002 м соответствовала координате в приведенных единицах стенки y^+ = 30, а в долях толщины пограничного слоя 0.09δ.

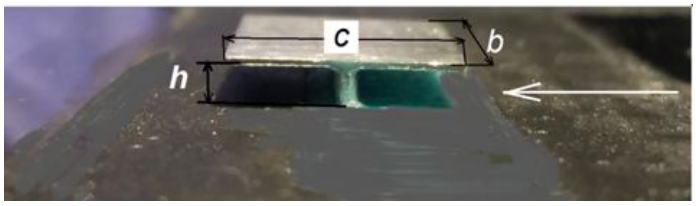


Рис. 1. Расположение пластины в канале (стрелка указывает направление потока)

Характеристики турбулентного пограничного слоя на расстоянии 0.4 м от входа в канал при различных скоростях потока представлены в таблице.

Параметры турбулентного пограничного слоя

Расход, $м^3/ч$	U_0, м/с	$\overline{U}$, м/с	$Re_h = h\,\overline{U}/\nu$	δ, 10^{-3}м	δ_1, 10^{-3} м	δ_2, 10^{-3} м	F	$Re_{\delta 2} = U_0\delta_2/\nu$
6	0,31	0,266	7550	22.4	3.057	2.2	1.39	682
8	0,42	0.355	8800	22	3.023	2.2	1.39	924

Нормальная и поперечная компоненты скорости были практически равны нулю по высоте пограничного слоя (рис. 2, *а*). Пульсации возрастали в направлении стенки (рис. 2, *б*). Продольные пульсации были максимальными, а поперечные превышали нормальные, что коррелирует с данными работ [1, 2]. Представление профиля продольной компоненты скорости в координатах единиц стенки (u^+, y^+) позволяет более наглядно отразить изменения во внутренней области пограничного слоя (рис. 2, *в*) Изменения средней скорости в логарифмической области пограничного слоя описываются зависимостью $u^+ = 2.43\ln y^+ + 5.1$.

Измерения профилей скорости и пульсаций по оси канала за пластиной выполнены на расстоянии до 5 толщин пограничного слоя (рис. 3). Обтекание пластины вследствие малой хорды и ее высоты в пограничном слое происходит при низком числе Рейнольдса (Re_c = 1760) при расходе 6 $м^3$/ч. Вихревой след (дорожка Кармана) за пластиной формирует дефект скорости. Этот дефект наблюдается до расстояния x/δ = 3.1 и существенно сокращается с ростом

числа Рейнольдса (рис. 3, *б*). Вихревой след блокирует пристеночную область течения (ламинарный подслой и буферную область), но в то же время вихри дорожки Кармана генерируют пульсации скорости. Завихренность дорожки Кармана имеет противоположный знак в верхней и нижней ее части. Завихренность верхней части следа совпадает по знаку с базовой завихренностью ПС, а нижней части имеет противоположный знак. В результате взаимодействия вихревых структур уровень пульсаций над пластиной может увеличиться, а у стенки – уменьшаться.

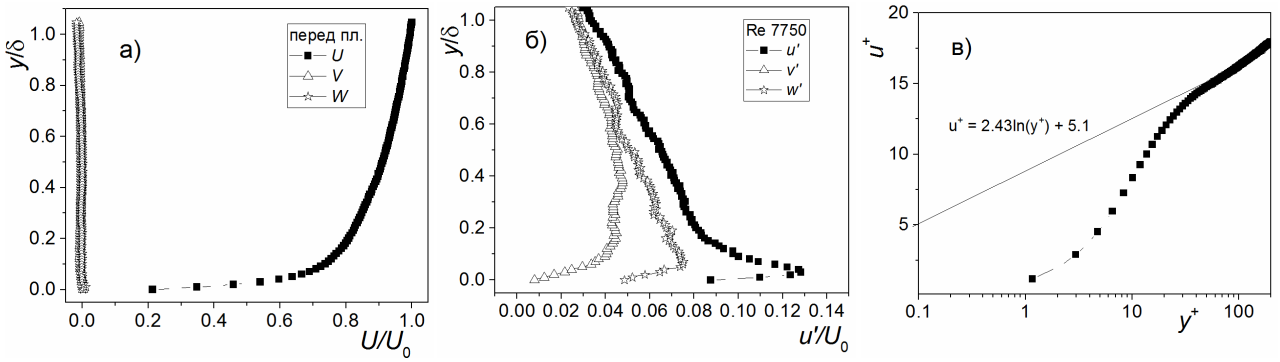


Рис. 2. Профили компонент средней скорости (*а*), пульсаций (*б*) перед пластиной; профиль продольной компоненты скорости в координатах единиц стенки (*в*)

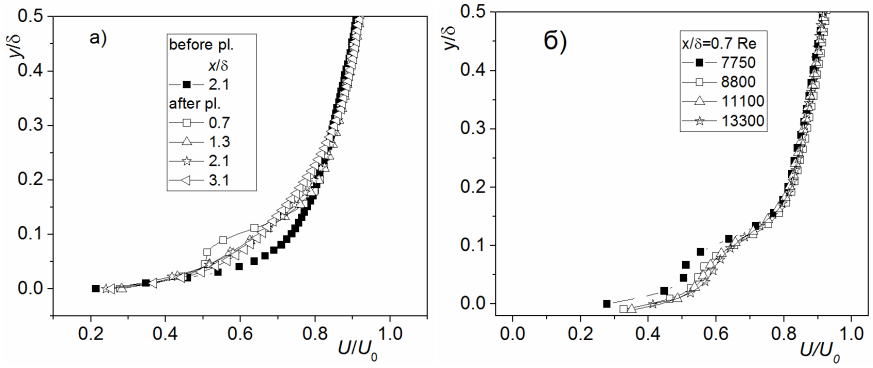


Рис. 3. Профили средней скорости за пластиной на различном расстоянии при Re_h = 7750 (*а*) и при различных числах Рейнольдса при $x/\delta = 0.7$ (*б*)

Распределения пульсаций за пластиной показывает существенное уменьшение продольных и поперечных пульсаций у стенки и увеличение нормальных пульсаций в очень узкой области течения, выше расположения пластины (рис. 4). Снижение продольных и поперечных пульсаций указывает на прерывание передачи энергии из высокоскоростной области течения. Эта передача осуществляется Ω-образными структурами (hairpin vortices) от их передней части, располагающейся на некотором расстоянии от стенки, к ее нижней части, примыкающей к стенке. Эти нижние части представляют собой две параллельные продольные вихревые структуры противоположной завихренности. Поэтому среда между этими продольными вихрями перемещается от стенки. Без подпитки от головной части нижние части структуры, видимо, быстро вырождаются.

Как результат, толщина ламинарного подслоя нарастает, и скорости в логарифмической области пограничного слоя увеличиваются (рис. 5, *а*). Это увеличение скорости в логарифмической области наблюдалось до расстояний $x/\delta > 4.8$. Обзор исследований по снижению поверхностного трения показал, что рост скорости в логарифмической области отражает снижение напряжений сдвига на поверхности [3]. Таким образом, пластина формировала новые условия течения у поверхности – с уменьшенным сопротивлением трения (снижение сдвиговых напряжений). Пульсации продольной скорости на расстоянии 0.7δ за пластиной

снижались почти вдвое в буферной области ПС, но возрастали в логарифмической области (рис. 5, *б*). Этот рост пульсаций логично связать с влиянием вихрей верхней части дорожки Кармана. Увеличенный уровень пульсаций в логарифмической области наблюдается до расстояний $x/\delta > 4.8$ и отражает воздействие вихревого следа. Влияния пластины на внешнюю область пограничного слоя не наблюдалось.

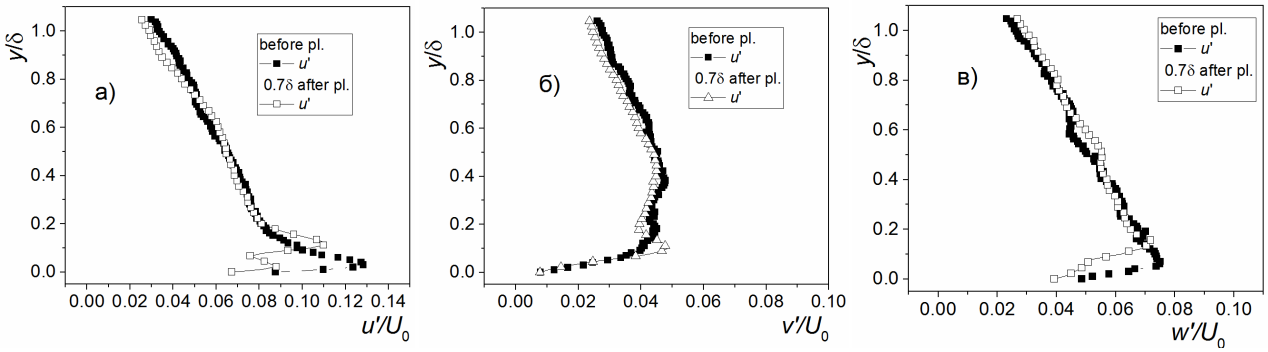


Рис. 4. Профили пульсаций за пластиной при $Re_h = 7750$

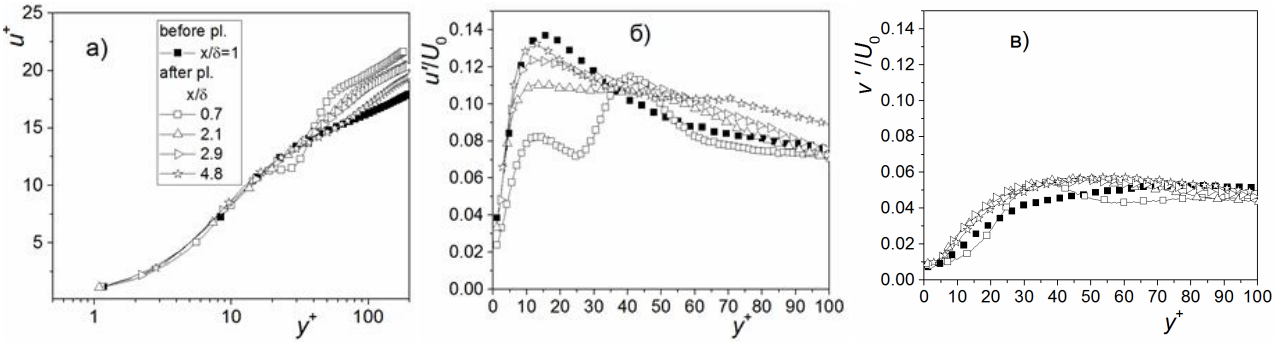


Рис. 5. Профиль скорости в координатах единиц стенки (*а*) профили продольных (*б*) и нормальных (*в*) пульсаций при $Re_h = 7750$

Вертикальная скорость не изменялась за пластиной, ее значения близки нулю. Под воздействием пластины вертикальные пульсации уменьшались в буферной области ($x/\delta = 0.7$), отражая, очевидно, блокировку перемещения среды следом за пластиной (рис. 5, *б*). Пульсации заметно возрастали на границе буферной и логарифмической области, формируя локальный максимум. Координата максимума достаточно близка координате второго локального максимума продольных пульсаций и несколько выше пластины. Этот рост пульсаций можно отнести за счет роста завихренности генерируемой верхней частью дорожки Кармана. Снижение пульсаций на высоте $y^+ \geq 50$ указывает на то, что вихревой след расширяется медленно. С удалением от пластины вихревой след возмущал логарифмическую область на большем удалении от стенки, что проявлялось в росте пульсаций. Рост пульсаций в буферной области с расстояния $x/\delta \geq 2.1$, видимо, определяется восстановлением генерации завихренности у стенки. Уровень нормальных пульсаций во всей внутренней области ПС с этого расстояния стабилизируется и превышает уровень перед пластиной.

Сдвиговые напряжения на стенке быстро уменьшаются за пластиной, достигая минимального значения при $x/\delta = 1.0$, и медленно восстанавливаются до значения перед пластиной (рис. 6).

Как отмечалось выше, вихри нижней части дорожки Кармана имеют завихренность противоположную завихренности структур у стенки и, следовательно, при взаимодействии этих структур завихренность у стенки снижается. Этим определяется снижение сдвиговых напряжений до расстояния $x/\delta = 1.0$.

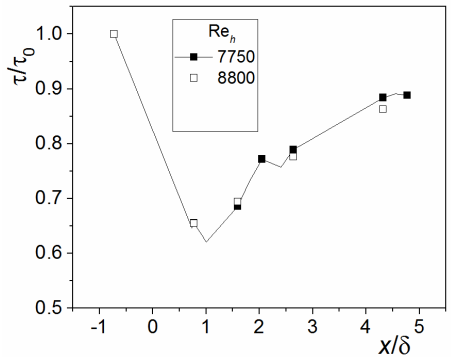


Рис. 6. Изменение сдвиговых напряжений на стенке за пластиной (τ_0 – напряжение перед пластиной)

В работе [4] отмечалось, что минимальные сдвиговые напряжения формируются при взаимодействии вихрей нижней части дорожки Кармана с поверхностью. После этого на поверхности вновь генерируется завихренность, продуцирующая рост сдвиговых напряжений. По всей видимости, до тех пор, пока вихревой след будет эффективно блокировать передачу энергии к поверхности, напряжения сдвига будут меньше, чем перед пластиной. Вырождение следа за пластиной, восстанавливает развитие пристеночных структур, восстанавливается процесс смешения в буферной области и, соответственно, рост сдвиговых напряжений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского фонда фундаментальных исследований (грант Т18Р-018).

Литература

1. Kim J., Moin P., Moser R. The turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number // J. Fluid Mech. 1987. Vol. 177. P. 133–166.

2. Pan C., Wang J. Passive control of near-wall turbulence by means of roughness elements // Procedia IUTAM. 2015. Vol. 17. P. 101–109.

3. Жданов В. Л. Турбулентный пограничный слой. Методы управления сдвиговыми напряжениями 2018. – 35 с. (Препринт / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси; № 1).

4. Nguyen V. D., Dickinson J., Jean Y. et al. Some experimental observations of the law of the wall behind Large-Eddy Breakup Devices using servo-controlled skin friction balances // AIAA-84-0346.

УДК 621.44.533.697

МЕТОД РАСЧЕТА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА В ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

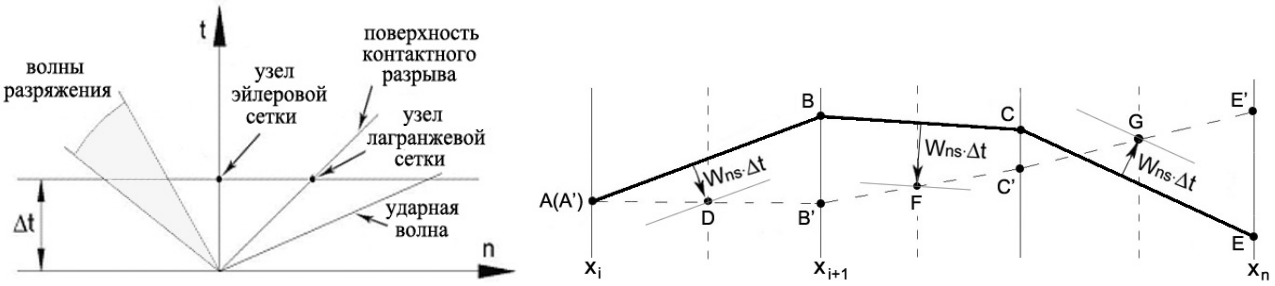
В. М. Лапотко, Ю. П. Кухтин

ГП «Ивченко-Прогресс», г. Запорожье, Украина

Математическая модель течения газа. Для описания течений совершенного газа могут быть использованы два подхода: подход Эйлера и подход Лагранжа. Каждый имеет свои преимущества и недостатки. Представляет интерес создание комбинированного метода, сочетающего в себе преимущества одного и другого подходов [1].

В предложенном нами методе это реализуется использованием различных семейств сеток. Первое семейство – семейство неподвижных сеточных поверхностей, располагается поперек потока. Второе семейство – семейство бесконечно тонких, непроницаемых для основного потока подвижных лагранжевых поверхностей, ориентируется по потоку. Учитывая нестационарность течения, сеточные поверхности второго семейства должны в течение всего расчета подстраиваться под направление течения.

Здесь мы предполагали, что подвижные лагранжевые поверхности являются поверхностями контактного разрыва параметров. Тогда расчет конвективных течений через неподвижные сеточные поверхности, как и расчет параметров на подвижных сеточных поверхностях, могут быть выполнены по единому алгоритму. В качестве такого алгоритма был использован алгоритм решения задачи о распаде разрыва (задача Римана) (рис. 1, *а*). Результаты решения задачи Римана были использованы нами также для построения алгоритма перестройки подвижных сеточных поверхностей (рис. 1, *б*).



а *б*

Рис. 1. Эйлерово-Лагранжев подход: *а* – использование решения задачи Римана; *б* – алгоритм перестройки сеточных поверхностей

Используемая нами модель тепломассообмена несколько отличается от современных моделей [2]. В этой модели на течение сплошной среды, лишенной молекулярной вязкости, теплопроводности и турбулентных пульсаций, накладывается воздействие, имитирующее обмен по массе, импульсу и энергии, природа которого может быть различной. Имитация обменных процессов осуществляется объемными источниками и стоками массы, импульса и энергии. Определение интенсивностей этих источников и стоков предполагает использование достижений кинетической теории газов и современных моделей турбулентности:

$$\delta_u = \frac{1}{2}\rho_u\left(\frac{\nu}{l}-\frac{\nu_T}{l_T}\right);\quad \delta_c = \frac{1}{2}\rho_c\left(\frac{\nu}{l}-\frac{\nu_T}{l_T}\right);\quad \delta_\rho = \frac{1}{S_c}(\delta_c-\delta_u);\quad \delta_\omega = \frac{1}{S_c}(\delta_c\omega_c-\delta_u\omega_u);$$

$$\delta_w = \delta_c\overline{W}-\delta_u\overline{W}u;\quad \delta_H = \frac{1}{P_r}\left(\delta_c\left(C_PT+\frac{W^2}{2}\right)_c-\delta_u\left(C_PT_u+\frac{W_u^2}{2}\right)_u\right); \qquad (1)$$

$$\delta_B^A = \frac{1}{A(t)}\int\limits_{L(t)}\delta_B db;\quad B = B(\rho,\omega,W_x,W_r,E,k,\varepsilon).$$

Уравнения, выражающие законы сохранения массы, импульса и энергии в эйлерово-лагранжевом представлении для осесимметричного течения газа при наличии источников и стоков, могут быть записаны в такой интегральной форме:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{A(t)}\rho r\,dxdr = -\int\limits_{L(t)}\rho(W-W_b)\cdot\overline{n}r\,db\;-\int\limits_{A(t)}\delta_\rho^A r\,dxdr,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{A(t)} \rho\omega r\ dxdr = -\int\limits_{L(t)} \rho\omega(W - W_b)\cdot\bar{n}r\ db - \int\limits_{A(t)} \delta_\omega^A r\ dxdr,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{A(t)} \rho W_r r\ dxdr = -\int\limits_{L(t)} \rho W_r(W - W_b)\cdot\bar{n}r\ db - \int\limits_{L(t)} P(\bar{n})_r r\ db - \int\limits_{A(t)} \delta_r^A r\ dxdr,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{A(t)} \rho W_x r\ dxdr = -\int\limits_{L(t)} \rho W_x(W - W_b)\cdot\bar{n}r\ db - \int\limits_{L(t)} P(\bar{n})_x r\ db - \int\limits_{A(t)} \delta_x^A r\ dxdr, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{A(t)} \rho(E + k_T)r\ dxdr = -\int\limits_{L(t)} \rho E(W - W_b)\cdot\bar{n}r\ db - \int\limits_{L(t)} PW\cdot\bar{n}r\ db - \int\limits_{A(t)} \delta_E^A r\ dxdr +$$

$$+ \int\limits_{A(t)} \rho\varepsilon r\ dxdr - C_{Gk}\int\limits_{A(t)} (|\delta_r^A W_r + \delta_x^A W_x|)r\ dxdr,$$

где $E = C_v T + (W_x^2 + W_r^2)/2$, $P = \rho R_G T$.

Для замыкания системы уравнений (1) была использована двухпараметрическая модель турбулентности:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{A(t)} \rho k_T r\ dxdr = -\int\limits_{L(t)} \rho k_T(W - W_b)\cdot\bar{n}r\ db - \int\limits_{A(t)} \delta_k^A r\ dxdr - \int\limits_{A(t)} \rho\varepsilon r\ dxdr +$$

$$+ C_{Gk}\int\limits_{A(t)} (|\delta_r^A W_r + \delta_x^A W_x|)\ r\ dxdr,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_{A(t)} \rho\varepsilon r\ dxdr = -\int\limits_{L(t)} \rho\varepsilon(W - W_b)\cdot\bar{n}r\ db - \int\limits_{A(t)} \delta_\varepsilon^A r\ dxdr - C_{D\varepsilon}\int\limits_{A(t)} \rho\frac{\varepsilon^2}{k_T} r\ dxdr + \qquad (3)$$

$$+ C_{G\varepsilon}\int\limits_{A(t)} (|\delta_r^A W_r + \delta_x^A W_x|)\frac{\varepsilon^2}{k_T}\ r\ dxdr,$$

где $\varepsilon = k_T^{3/2}/\ell_T$, $\nu_T = c_\nu k_T^2/\varepsilon$.

Вся процедура расчета на каждом временном шаге состояла из трех последовательных этапов, включающих в себя полный обход по всем элементам расчетной области:

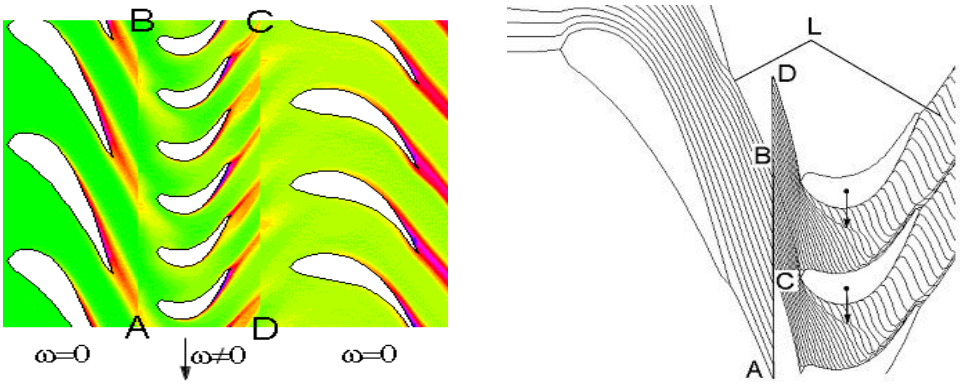
Этап 1. *Диффузионный этап.* Явления переноса, обусловленные хаотическим движением молекул и турбулентных молей между смежными расчетными элементами пространства, имитируются потоками массы, импульса и энергии.

Этап 2. *Эйлерово-Лагранжев этап.* Изменение параметров в элементах пространства определяется конвективными потоками газа через неподвижные поверхности, импульсом и работой поверхностных сил на подвижных и неподвижных поверхностях, а также изменением объема расчетных элементов.

Этап 3. *Заключительный этап.* Осуществляется анализ струй течения на предмет возможного их слияния, дробления, и т. д. В случае обнаружения подобных нерегулярностей, в работу включается соответствующая процедура локальной автоматической реорганизации сеток. Для упрощения реализации таких процедур в программу расчета введены управляющие массивы струй течений.

Обзор возможностей метода. Общепринятая схема расчета течений в многовенцовых турбомашинах – использование локальных систем координат, связанных с рассматриваемыми венцами лопаток. В случае большой скорости вращения роторов $W_x/W_\varphi < 0.5$, наблюдается «мазание» параметров потока на стыках сеток (рис. 2, *а*). Причина указанного негативного

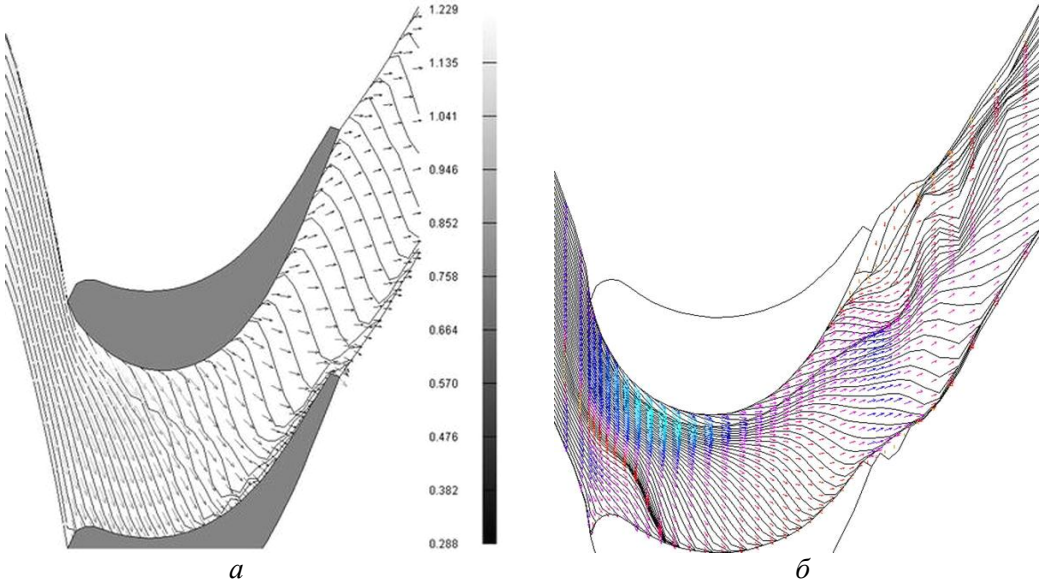
явления – использование различных систем координат в подвижной и неподвижной решетках. Для устранения этого недостатка течение в рабочем колесе рассчитывалось в абсолютной системе координат (рис. 2, *б*). В такой системе координат при попадании струй на решетку рабочего колеса происходит их фрагментирование или расщепление на сегменты. В процессе прохождения отдельными сегментами струй межлопаточных каналов происходит их деформация и переориентация в пространстве. После прохождения межлопаточных каналов сегменты струй не объединяются на выходе из межлопаточных каналов. Далее они скользят по спутным струям (поверхностям), сходящим с выходных кромок лопаток.



а *б*

Рис. 2. Моделирование нестационарных течений газа в решетках турбомашин: *а* – расчет нестационарного течения в 1.5 ступени турбины с использованием скользящих сеток (поле энтропии); *б* – поле линий лагранжевой сетки в ступени турбомашины

При такой схеме расчета ключевой нерешенной проблемой была проблема расчета явлений отрыва струй. Эта задача была успешно решена. В более поздней версии точки начала и конца сегментов струй течения могут скользить по поверхностям соседних струй в их относительном движении (рис. 3).



а *б*

Рис. 3. Структура сеточных линий и векторное поле скоростей: *а* – старая версия алгоритма, *б* – более поздняя версия алгоритма

Рассматриваемые нестационарные явления в турбинах и компрессорах авиационных двигателей характеризуются широкомасштабностью исследуемого процесса. Во всех рассматриваемых явлениях нельзя пренебречь такими микромасштабными явлениями, как по-

граничные слои, скачки уплотнений, спутные струи, струи пленочного охлаждения. В то же время такие крупномасштабные образования как неравномерность камеры сгорания по температуре, разношаговые спрямляющие аппараты вынуждают исследовать лопаточную машину в целом.

Временные издержки становятся экстремальными, если учесть многовариантность расчетов и длительный период процесса исследования (2–10 оборотов ротора после установления течения).

Чтобы обеспечить практическую значимость этих исследований, все расчеты проводились на многоядерных вычислительных станциях. В качестве среды программирования был выбран Intel Fortran (количество используемых ядер 8–16).

Описанный подход позволил нам решить ряд важных для проектирования двигателей задач. На рассмотрение участников конференции представляются: 1) нестационарное взаимодействие неравномерности камеры сгорания по температуре с сопловым аппаратом и рабочим колесом турбины высокого давления; 2) явление сегрегации холодных и горячих струй газа на поверхностях рабочих лопаток турбин; 3) моделирование пленочного охлаждения пера рабочей лопатки турбины; 4) определение траекторных характеристик газа в многоступенчатой турбине с целью организации розжига форсажной камеры сгорания; 5) исследование течения газа в форсажной камере сгорания, реактивном сопле и примыкающих свободных струях двухконтурного ВРД.

Литература

1. Лапотко В. М., Кухтин Ю. П. Преимущества использования подвижных, лагранжевых сеток при численном моделировании течений сплошных сред // Авиационно-космическая техника и технология: Сб. науч. тр. Харьков: ХАИ, 2000. Вып. 19. Тепловые двигатели и энергоустановки. С. 88–92.

2. Мунштуков Д. А., Лапотко В. М. Модель турбулентного движения среды. Харьков 1989. депонир. в ВИНИТИ 22.07.1989 № 7158-В89.

УДК 533.6

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ЛАМИНАРНОМ ПОТОКЕ ПРИ ВДУВЕ ГАЗА С МАЛЫМ ЧИСЛОМ ПРАНДТЛЯ

А. И. Леонтьев[1,2], В. Г. Лущик[1], М. С. Макарова[1]

[1]Научно-исследовательский институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия
[2]МГТУ имени Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

В работах [1, 2] путем численного исследования турбулентного пограничного слоя на проницаемой пластине в сверхзвуковом потоке при вдуве воздуха (Pr = 0.7) с заданной температурой охладителя получен результат, состоящий в том, что при некоторых значениях температуры вдуваемого газа T_j температура стенки T_w оказалась ниже величины T_j. В [3] данный результат был также подтвержден для ламинарного пограничного слоя в случае больших чисел Прандтля, в [4] – подтвержден экспериментально.

Чтобы исключить возможное влияние турбулентности на характеристики теплообмена при течении в пограничном слое для подтверждения обнаруженного нового эффекта в [3, 5], проведено численное исследование ламинарного сжимаемого пограничного слоя на проницаемой пластине с вдувом газа для малых чисел Прандтля.

Цели работы:

– исследовать особенности поведения температуры проницаемой стенки T_w по длине,

– подтвердить обнаруженный ранее эффект существования области на стенке, когда температура проницаемой стенки T_w становится ниже температуры вдуваемого газа T_j,

– определить условия возникновения режима адиабатной проницаемой стенки T_{aw} и минимума зависимости температуры стенки T_{wm}.

Для расчета течения и теплообмена в ламинарном пограничном слое на плоской проницаемой пластине, обтекаемой сверхзвуковым потоком газа с нулевым продольным градиентом давления, использована система уравнений неразрывности, движения и энергии вида

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}=0,\quad \rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right)=\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right),\quad \rho\left(u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}\right)=\frac{1}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\mu}{c_p}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2.$$

Эта система уравнений решалась при следующих граничных условиях. На проницаемой стенке со стороны газа набегающего потока ($y = 0$) продольная скорость $u = 0$ и задан массовый расход вдуваемого газа $\rho v = (\rho v)_w$. Тепловое граничное условие на стенке задавалось в виде

$$c_p(\rho v)_w(T_w-T_j)=\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\right)_w.$$

На внешней границе пограничного слоя ($y = \delta(x)$): $u = U_e$, $T = T_e$.

В начальном сечении ($x = 0$) задавался пограничный слой, толщина потери импульса θ в котором соответствовала числу $\mathrm{Re}_\theta = \rho_e U_e \theta/\mu_e = 10$, с ламинарным (по Блазиусу) профилем скорости u/U_e и температурой

$$T/T_e=\frac{1}{2}\sqrt{\mathrm{Pr}}\,(\gamma-1)M^2\left[1-(u/U_e)^2\right].$$

Постановка задачи принималась, как в [5]. Пластина обтекалась потоком газа с постоянной сверхзвуковой скоростью U_e, соответствующей заданному числу Маха M при термодинамической температуре $T_e = 100$ К (температура торможения при этом $T_e^* = T_e(1+0.5(\gamma-1)\mathrm{M}^2) =$ $= 400$ К). Пластина до начала вдува полагалась непроницаемой и адиабатной. Участок вдува начинался на расстоянии от начала пластины, соответствующему числу Рейнольдса $\mathrm{Re}_x = 2\cdot10^4$ (рис. 1).

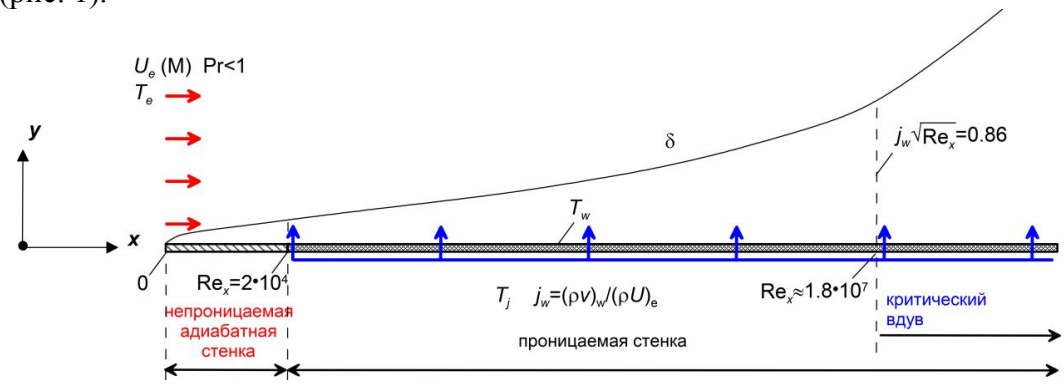


Рис. 1. Схема течения потока газа

Параметры задачи – число Рейнольдса по длине пластины Re_x; число Маха M потока; число Прандтля Pr; температура вдуваемого газа T_j; интенсивность вдува j_w.

На рис. 2 отражена зависимость температуры стенки по длине проницаемой пластины $T_w(\mathrm{Re}_x)$ для ряда температур вдуваемого газа с числом Прандтля Pr = 0.3 при интенсивности вдува j_w = 0.0002 и числе Маха M = 3. Значения температуры вдуваемого газа варьировались от величины температуры адиабатной непроницаемой стенки T_{aw0} (линия 1, рис. 2) до величины критической температуры теплоизолированной проницаемой стенки T_{wcr} (линия 6, рис. 2) и ниже. Как видно из рис. 2, для ряда температур вдуваемого газа T_j существует область на стенке, где температура стенки T_w становится ниже величины T_j. При этом зависимость $T_w(\mathrm{Re}_x)$ проходит через минимум (обозначим его как T_{wm}, точки 11, рис. 2). В этом случае существуют два сечения, в которых выполняется условие $q_w = 0$, $T_w = T_j = T_{aw}$, точки 8 и 9 на рис. 2), т. е. проницаемая стенка является адиабатной. При $T_j = T_{wcr}$ эти сечения совпадают. При этом точки 8 соответствуют режиму критического вдува, при котором в непосредственной близости к проницаемой стенке образуется область оттеснения пограничного слоя (рис. 1), тепловой поток в стенку $\overline{q}_w$ близок к нулевому (рис. 2), а относительный коэффициент трения не превосходит величины $C_f/C_{f0} \approx 10^{-4}$. Таким образом, при критическом вдуве всегда реализуется теплоизолированная стенка с температурой, равной температуре вдуваемого газа.

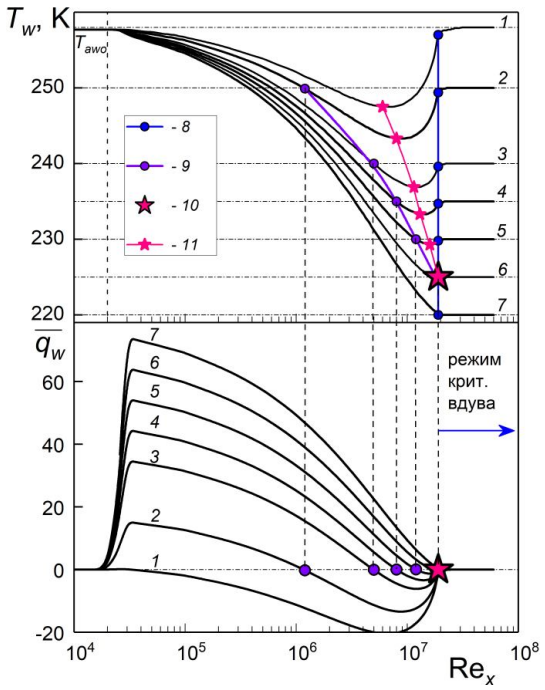


Рис. 2. Изменение по длине температуры стенки T_w и безразмерного теплового потока в стенку $\overline{q}_w$ для ряда значений температуры вдуваемого газа: линия 1 – $T_j = T_{aw}$ = 258 K, 2 – 250, 3 – 240, 4 – 235, 5 – 230, 6 – 225, 7 – 220; линия, точки 8 – критический вдув, 9 – $T_w = T_j$ ($\overline{q}_w = 0$), 10 – критическая температура теплоизолированной проницаемой стенки T_{wcr}, 11 – минимум температуры стенки $T_w = (T_j)$

Полученные в данной работе результаты отражают характер зависимости температуры стенки для чисел Pr < 1, для которых всегда температура адиабатной непроницаемой стенки ниже температуры торможения потока $T_{aw0} < T_e^*$. Чем меньше число Pr, тем сильнее наблюдаемый эффект снижения температуры стенки и тем ниже критическая температура адиабатной проницаемой стенки T_{wcr} по отношению к T_{aw0} и T_e^*. Наличие двух сечений по длине проницаемой пластины, в которых выполняются условия адиабатности ($q_w = 0$, $T_w = T_j = T_{aw}$, точки 8 и 9 рис. 2), наблюдается только в диапазоне $T_{wcr} < T_j < T_{aw0}$ (линии 1–6 на рис. 2). При $T_j < T_{wcr}$ температура проницаемой стенки монотонно убывает от значения адиабатной температуры непроницаемой стенки T_{aw0} до температуры вдуваемого газа T_j в критическом сечении (линия 7, рис. 2).

При значении Pr = 1 данный эффект не наблюдается. При Pr > 1 (т. е. выполняется неравенство $T_{aw0} > T_e^*$) наблюдается «перевернутый» эффект (см. [3]). Равенство температур $T_w = T_j = T_{aw}$ ($q_w = 0$) наблюдается в диапазоне температур вдуваемого газа выше температуры адиабатной непроницаемой стенки $T_j > T_{aw0}$. С повышением температуры вдува T_j размер области, в которой $T_w > T_j$ также, как и для случая Pr < 1, уменьшается и смещается ближе к сечению критического вдува, пока не совпадет с ним.

Данный эффект сохраняется и для сжимаемого турбулентного пограничного слоя, но в меньшей степени, что отражено в численном исследовании [2], а также для сжимаемого турбулентного пограничного слоя с вдувом инородного «легкого» газа в сверхзвуковой поток «тяжелого» газа [6, 7].

Характер зависимости минимума температуры проницаемой стенки T_{wm} представлен на рис. 3 и 4. На рис. 3 (линии 1–5) приведено изменение температуры стенки T_w по длине для ряда значений интенсивности вдува в диапазоне j_w = 0.0001–0.001. Как видно, с ростом интенсивности вдува величина минимума температуры стенки T_{wm} смещается в область меньших значений числа Рейнольдса Re_x, оставаясь практически неизменной.

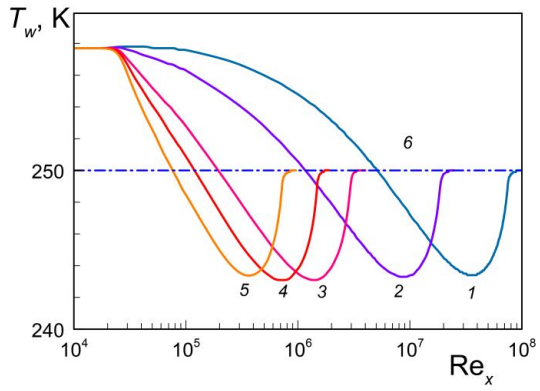


Рис. 3. Изменение по длине температуры стенки T_w для ряда значений интенсивности вдува: линия 1 – j_w = 0.0001, 2 – 0.0002, 3 – 0.0005, 4 – 0.0007, 5 – 0.001, линия 6 – $T_w = T_j$ = 250 K

Полученные результаты обобщены с использованием в качестве аргумента параметра вдува $b = j_w\sqrt{\mathrm{Re}_x}$ (рис. 4). Данное обобщение можно считать удачным, поскольку приведенные на рис. 3 зависимости $T_w(\mathrm{Re}_x)$ при изменении на порядок интенсивности вдува j_w укладываются на одну зависимость $T_w(b)$ с небольшим расслоением при $b < 0.3$.

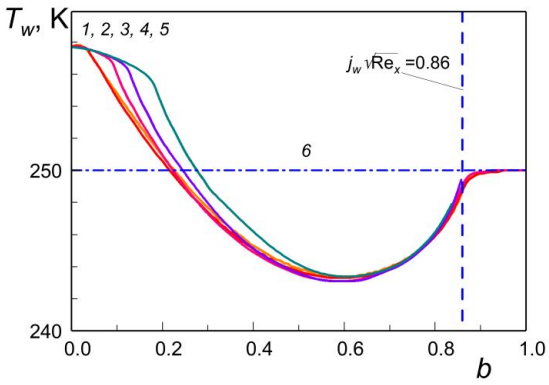


Рис. 4. Изменение температуры стенки T_w в зависимости от параметра вдува b для ряда значений интенсивности вдува j_w (обозначения те же, что на рис. 3)

На рис. 5 (линии 1–6) приведены расчетные зависимости минимальной температуры проницаемой стенки $T_{wm}(T_j)$ для ряда значений числа Прандтля в диапазоне Pr = 0.1–0.9 (M = 3, j_w = 0.0005). При уменьшении температуры вдуваемого газа T_j зависимость $T_{wm}(T_j)$ совпадает с зависимостью $T_{wm} = T_j$ (линия 7), соответствующей критической температуре теплоизолированной проницаемой стенки T_{wrc}.

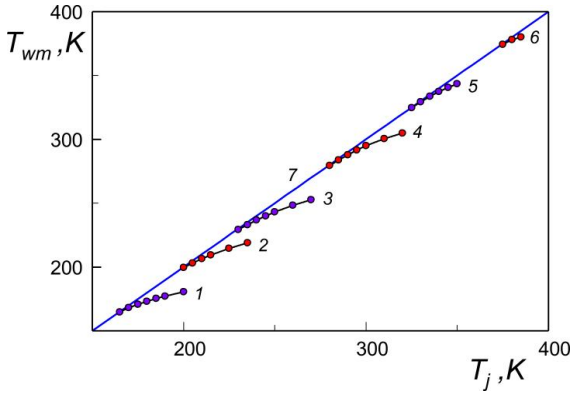


Рис. 5. Зависимость минимальной температуры проницаемой стенки T_{wm} от температуры вдуваемого газа T_j для ряда значений числа Прандтля: линия 1 – Pr = 0.1, 2 – 0.2, 3 – 0.3, 4 – 0.5, 5 – 0.7, 6 – 0.9, линия 7 – $T_{wm} = T_j$

Для определения величины T_{wrc} можно использовать критериальную зависимость вида

$$K = \frac{T_{wcr} - T_e}{T_e^* - T_e} \mathrm{Pr}^{-0.7}.$$

Введение критериальной зависимости K(Pr) позволяет обобщить полученные результаты простым алгебраическим выражением и для данных значений Pr, M и T_e^* оценить диапазон температур вдуваемого газа, при котором возможно существование обнаруженного эффекта и определить значение T_{wcr}.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (грант 19-19-00234).

Литература

1. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Якубенко А. Е. Особенности теплообмена в области газовой завесы при вдуве инородного газа // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 4. С. 52–59.

2. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Макарова М. С. Коэффициент восстановления температуры в пограничном слое на проницаемой пластине // ТВТ. 2017. Т.55, № 2. С. 255–261.

3. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Макарова М. С. Особенности теплообмена на проницаемой поверхности в потоке сжимаемого газа // Докл. РАН. 2018. Т. 482, № 1. С. 38–41.

4. Leontiev A., Saveliev A., Kichatov B., Kiverin A., Korshunov A., Sudakov V. Effect of gaseous coolant temperature on the transpiration cooling for porous wall in the supersonic flow // Int. J. Heat Mass Transf. 2019. Vol. 142. P. 118433.

5. Leontiev A. I, Lushchik V. G., Makarova M. S. Distinctive features of heat transfer on a permeable surface in a laminar compressible gas flow at Prandtl number Pr < 1 // Int. J. Heat Mass Transf., 2019. P. 118959 (в печати).

6. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Якубенко А. Е. Сжимаемый турбулентный пограничный слой на проницаемой пластине при вдуве инородного газа // ТВТ. 2007. Т. 45, № 4. С. 543–551.

7. Макарова М. С. Оптимизация температуры проницаемой стенки при вдуве инородного газа // Тепловые процессы в технике. 2012. Т. 4, № 7. С. 291–296.

УДК 533.6

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ПРИ ВДУВЕ ИНОРОДНОГО ГАЗА

В. Г. Лущик, М. С. Макарова

Научно-исследовательский институт механики МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Использование проницаемых поверхностей в различных технических устройствах обусловлено необходимостью теплозащиты стенок при помощи вдува. Об актуальности проблемы теплозащиты стенок можно судить по большому числу публикаций по исследованию пограничного слоя с вдувом, достаточно полная библиография которых содержится в [1, 2]. Для ряда прикладных задач (см., например, [3]) представляют интерес теплоносители с малыми значениями числа Прандтля (Pr < 1), которые могут быть реализованы в газовых смесях, например, водорода или гелия с аргоном или ксеноном.

В работах [4, 5] путем численного исследования турбулентного пограничного слоя на проницаемой пластине в сверхзвуковом потоке при вдуве воздуха (Pr = 0.7) с заданной температурой охладителя получен результат, состоящий в том, что при некоторых значениях температуры вдуваемого газа T_j температура стенки оказалась ниже величины T_j.

Чтобы исключить возможное влияние турбулентности на характеристики теплообмена при течении в пограничном слое, для подтверждения обнаруженного нового эффекта в [6] проведено численное исследование ламинарного сжимаемого пограничного слоя на проницаемой пластине с вдувом для малых чисел Прандтля. Проведенные в [6] расчеты для газа с числом Прандтля Pr = 0.3 при значениях температуры вдуваемого газа ниже температуры адиабатной непроницаемой стенки подтвердили существование области температур проницаемой стенки значительно ниже температуры вдуваемого газа.

Для подтверждения обнаруженного эффекта в турбулентном пограничном слое в настоящей работе были проведены расчеты вдува гелия в сверхзвуковой поток ксенона. При этом диапазон чисел Прандтля для смесей He–Xe в пограничном слое составлял Pr = 0.19–0.67.

Расчет течения и теплообмена в сжимаемом турбулентном пограничном слое на проницаемой пластине был проведен с использованием системы уравнений неразрывности, движения, энергии (для энтальпии h) и бинарной диффузии газов [7, 8]. Входящий в уравнение движения продольный градиент давления в рассматриваемом случае постоянства числа Маха принят равным нулю. Для определения величины турбулентного трения $\rho\tau = -\rho\langle u'v'\rangle$, входящей в уравнение движения, использована трехпараметрическая модель турбулентности [9], обобщенная на течение с теплообменом [10, 11], в которой записаны уравнения переноса для напряжения сдвига $\tau = -\langle u'v'\rangle$, энергии турбулентности E и параметра $\omega = E/L^2$, имеющего физический смысл квадрата завихренности турбулентности и содержащего поперечный интегральный масштаб турбулентности L.

Для определения турбулентных потоков тепла $\rho q_t = -\rho\langle v'h'\rangle$ и массы $\rho j_t = -\rho\langle v'c'\rangle$, входящих в уравнения энергии и диффузии, использовались гипотезы, основанные на введении постоянных по толщине пограничного слоя турбулентных чисел Прандтля Pr_t и Шмидта Sc_t ($\mathrm{Pr}_t = \mathrm{Sc}_t = 0.9$). Молекулярные числа Прандтля и Шмидта приняты близкими, т. е. $\mathrm{Pr}_t/\mathrm{Sc}_t \approx 1$. Граничные условия на стенке [7, 8]:

$$y = 0:\ u = 0,\ E = \frac{\partial E}{\partial y} = \tau = 0,\quad j_w = (\rho v)_w,\quad j_w(c_w - 1) = \left(\frac{\eta}{\mathrm{Sc}}\frac{\partial c}{\partial y}\right)_w,\quad j_w(h_w - h_j) = \left(\frac{\eta}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial h}{\partial y}\right)_w.$$

Здесь j_w – массовая скорость вдуваемого газа, c_w – массовая концентрация вдуваемого газа на стенке, η – динамическая вязкость газа, h_j – энтальпия вдуваемого газа. Граничное условие $\partial E/\partial y = 0$ позволяет определить величину $\omega_w(x)$, которая заранее неизвестна.

На внешней границе пограничного слоя $y = \delta(x)$:

$$u = u_e(x),\ \ T = T_e(x),\ \ c = 0,\ \ E = E_e(x),\ \ \omega = \omega_e(x),\ \ \tau = 0,$$

$u_e(x)$, $T_e(x)$ – функции, описывающие течение в набегающем потоке, а функции $E_e(x)$ и $\omega_e(x)$ описывают вырождение турбулентности в этом течении. Величина $\delta(x)$ выбирается из условия гладкого сопряжения решения. Индексы «w» и «e» в граничных условиях и далее относятся соответственно к условиям на стенке и в набегающем потоке.

В начальном сечении ($x = 0$) задавался пограничный слой, толщина потери импульса θ_0 в котором соответствовала числу $\mathrm{Re}_\theta = \theta_0(\rho u/\eta)_e \approx 10$, с ламинарным (по Блазиусу) профилем скорости u/u_e и соответствующей ему температурой.

Профили функций $E(y)$, $\tau(y)$, $\omega(y)$ задавались как в [7]. Интенсивность турбулентности набегающего потока на входе принималась равной $e_{e0} = \sqrt{E_{e0}}\,/\,u_e = 0.03$.

Теплофизические свойства и молекулярные числа Pr, Sc задавались в табличном виде в зависимости от давления, температуры и концентрации. Для смеси газов теплофизические свойства рассчитывались по полуэмпирическим формулам для многокомпонентной смеси газов, приведенным в [12], а плотность – по уравнению состояния идеального газа.

Расчеты проводились в следующей постановке. Пластина обтекалась сверхзвуковым потоком газа (число Маха M = 3) с постоянной скоростью u_e при температуре торможения $T_e^* = 400\,\mathrm{K}$. Параметрами задачи наряду с числом Маха являются температура (энтальпия) вдуваемого газа $T_j(h_j)$ и число Рейнольдса по длине, отсчитываемое от начала участка с вдувом $\mathrm{Re}_x = x(\rho u/\eta)_e$ при значениях теплофизических свойств, определенных по температуре и давлению в набегающем потоке. Участок пластины длиной x_0, предшествующий вдуву, полагался непроницаемым и теплоизолированным. Далее по потоку осуществлялся вдув, интенсивность которого $j_w^0 = (\rho v)_w / (\rho u)_e$ линейно нарастала на небольшой длине и далее оставалась постоянной по длине пластины. Длина входного участка x_0 была выбрана так, что начало вдува находилось за областью перехода в пограничном слое от ламинарного режима течения к турбулентному ($\mathrm{Re}_{x0} = x_0(\rho u/\eta)_e = 2\cdot 10^6$). В качестве газа набегающего потока рассматривались ксенон (Xe), а вдуваемого газа – гелий (He).

На рис. 1 приведено изменение температуры стенки T_w по длине для ряда значений температуры вдуваемого газа T_j, которая варьировалась в диапазоне значений: от величин, равных температуре торможения набегающего потока ($T_j = T_e^* = 400\,\mathrm{K}$) и теплоизолированной (адиабатной) непроницаемой стенки ($T_j = T_{aw0} = 362$ K), до более низких температур.

В расчетах получено (рис. 1), что температура проницаемой стенки T_w при некоторых значениях температуры вдуваемого газа ($280 < T_j < T_{aw0}$) становится равной величине T_j в двух сечениях по длине пористой пластины Re_x (точки 1, 2). Это означает, что в этих сечениях выполняется условие теплоизоляции $(\lambda\partial T/\partial y)_w = 0$, следующее из теплового граничного условия на стенке, и тепловой поток в стенку $\overline{q}_w$ равен нулю (рис. 1). Для всех рассмотренных температур вдуваемого газа на достаточно большой длине ($\mathrm{Re_x} \cong 2\cdot 10^7$ для $j_w^0 = 0.0002$) температура стенки становится равной температуре вдуваемого газа $T_w = T_j$ (точки и линия 1), т. е. стенка является теплоизолированной. При этом для всех точек 1 выполняются условия критического вдува: в непосредственной близости к проницаемой стенке образуется область вытеснения пограничного слоя, тепловой поток в стенку $\overline{q}_w$ (рис. 1) близок к нулевому, а относительный коэффициент трения не превосходит величины $C_f/C_{f0} \approx 10^{-4}$, соответствующей

критическому вдуву. Таким образом, при критическом вдуве всегда реализуется теплоизолированная стенка с температурой, равной температуре вдуваемого газа.

На рис. 1 представлены также зависимости безразмерного теплового потока в стенку $\overline{q}_w$ по длине пластины для ряда значений температуры вдуваемого газа T_j. Видно, в каких сечениях по длине (при каком числе Рейнольдса Re_x) выполняется условие теплоизоляции $(\lambda \partial T/\partial y)_w = 0$ (точки и линия 2) и тепловой поток в стенку $\overline{q}_w$ меняет знак. Видно также, что для температур вдуваемого газа T_j ниже температуры адиабатной непроницаемой стенки T_{aw0} температура проницаемой стенки T_w на некоторой длине между сечениями, в которых тепловой поток в стенку равен нулю (линии 1 и 2), становится ниже температуры вдуваемого газа T_j. С уменьшением температуры T_j эти два сечения сближаются и при некотором значении T_j. = 280 K совпадают. При температурах вдуваемого газа (He) ниже T_j. = 280 K температура стенки будет монотонно падать от значения T_{aw0} до значения T_j в критическом сечении (пересечение линии T_j = 260 K и линии 1).

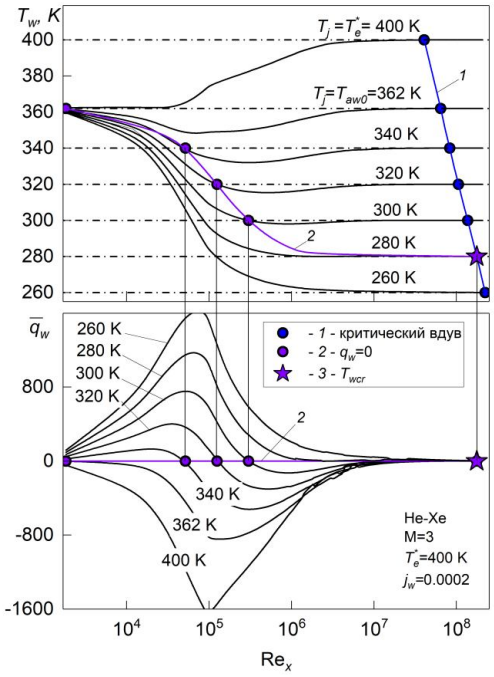


Рис. 1. Изменение по длине температуры стенки T_w и безразмерного теплового потока в стенку $\overline{q}_w$ ($T_e^* = 400\,K$, M = 3, $j_w^0 = 0.0002$) для ряда значений температуры вдуваемого газа T_j: линия и точки *1* – критический вдув, линия и точки *2* – $T_w = T_j$ ($\overline{q}_w$ = 0); *3* – критическая температура адиабатной проницаемой стенки T_{wcr}

Следует отметить, что существенное (до ~10 K) снижение температуры стенки по сравнению с температурой вдуваемого газа (рис. 1) происходит на участке уменьшения числа Прандтля смеси (до Pr ≈ 0.2) за счет малой концентрации гелия (рис. 2). Отметим, что незначительное (~1 K) снижение температуры стенки в работах [4, 5] при однородном вдуве воздуха в воздух (Pr = 0.7) обусловлено постоянством числа Прандтля по длине участка вдува.

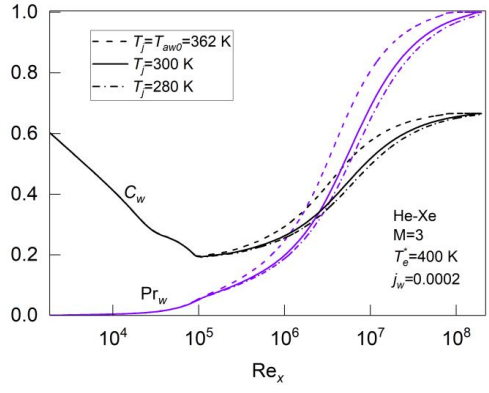


Рис. 2 Изменение по длине концентрации вдуваемого газа (He) на стенке в смеси с газом набегающего потока (Xe) C_w и числа Прандтля смеси газов на стенке Pr_w для температур вдуваемого газа $T_j = T_{aw0} = 362$ K, $T_j = 300$ K и $T_j = T_{wcr} = 280$ K

Таким образом, численное исследование подтвердило существенное уменьшение температуры стенки по сравнению с температурой вдуваемого газа при $Pr < 1$ как для ламинарного пограничного слоя с однородным вдувом газа с постоянным числом Прандтля $Pr = 0.3$ [6], так и для турбулентного пограничного слоя при инородном вдуве гелия в ксенон с переменным по длине числом Прандтля $Pr = 0.19–0.67$.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (грант 19-19-00234).

Литература

1. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. – 319 с.

2. Bunker R. S. Evolution of Turbine Cooling / Proc. ASME Turbo Expo. 2017. Vol.1.

3. Leontiev A. I., Zditovets A. G., Kiselev N. A., Vinogradov Y. A., Strongin M. M. Experimental investigation of energy (temperature) separation of a high-velocity air flow in a cylindrical channel with a permeable wall // Exp. Therm. Fluid Sci. 2019. Vol. 105. P. 206–215.

4. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Якубенко А. Е. Особенности теплообмена в области газовой завесы при вдуве инородного газа // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 4. С. 52–59.

5. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Макарова М. С. Коэффициент восстановления температуры в пограничном слое на проницаемой пластине // ТВТ. 2017. Т. 55, № 2. С. 255–261.

6. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Макарова М. С. Особенности теплообмена на проницаемой поверхности в потоке сжимаемого газа // Докл. РАН. 2018. Т. 482, № 1. С. 38–41.

7. Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Якубенко А. Е. Сжимаемый турбулентный пограничный слой на проницаемой пластине при вдуве инородного газа // ТВТ. 2007. Т. 45, № 4. С. 543–551.

8. Макарова М. С. Оптимизация температуры проницаемой стенки при вдуве инородного газа // Тепловые процессы в технике. 2012. Т. 4, № 7. С. 291–296.

9. Лущик В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13–25.

10. Лущик В. Г., Павельев А. А., Якубенко А. Е. Трехпараметрическая модель турбулентности: расчет теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 40–52.

11. Лущик В. Г., Макарова М. С., Якубенко А. И. Применение трехпараметрической модели сдвиговой турбулентности для решения задач внешнего обтекания поверхностей потоком сжимаемого газа// Программная инженерия, 2017. Т. 8, № 12. С. 563–574.

12. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982. – 593 с.

УДК 669:373

ПАРАДИГМА ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В КАНАЛАХ С ОСОБЕННОСТЯМИ

Л. Е. Лымбина[1], Е. В. Торопов[2]

[1]*Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, Россия*
[2]*ООО НПК «УралТермоКомплекс», г. Екатеринбург, Россия*

Используя метод обобщенных аргументов и параметров, можно три основных уравнения переноса различных субстанций – массы, импульса и энергии – записать в виде одного уравнения [1, 2]

$$a_{\Phi}\left[\partial\left(\Phi\,\partial\psi/\partial y\right)/\partial x-\partial\left(\Phi\,\partial\psi/\partial x\right)/\partial y\right]-\partial\left(b_{\Phi}\partial\psi/\partial x\right)/\partial x-\partial\left(b_{\Phi}\partial\Phi/\partial y\right)=0, \tag{1}$$

где слагаемые в квадратных скобках описывают перенос параметра ψ конвекцией, последующие два слагаемых характеризуют диффузионный перенос. Источниковый член принят равным нулю, так как химические реакции в потоке отсутствуют.

Закон сохранения энергии в виде баланса тепловых потоков для объема топочной среды ∂V в канале топки котельного агрегата можно записать в виде $\sum_i \mathrm{div} q_i = 0$, где i соответствуют векторам переноса теплоты потоком энтальпии, теплопроводными механизмами – турбулентным, молекулярным и лучистым: $q_{\text{к}} = w_{\text{x}}\rho c T_{\Sigma}$; $q_{\lambda} = -\lambda_t \nabla T_{\Sigma}$; $q_r = -\lambda_r \nabla T_{\Sigma}$, Вт/м^2. Это позволяет преобразовать уравнение (1) к виду

$$\rho c w_x \nabla T_{\Sigma} - \mathrm{div}\left(\lambda_{\Sigma}\nabla T_{\Sigma} + \rho c D \nabla T_{\Sigma}\right) = 0 \tag{2}$$

и далее с введением относительной температуры $\theta = T_{\Sigma} - T_w$ перейти к каноническому виду дифференциального уравнения

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} - \frac{w_x \partial\theta}{a_{\Sigma}\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} = 0. \tag{3}$$

В уравнении (3) обобщенный коэффициент температуропроводности $a_{\Sigma} = \lambda_{\Sigma}/\rho c$, обобщенный коэффициент теплопроводности λ_{Σ} равен сумме коэффициентов молекулярного λ_{mol}, турбулентного λ_t, массового λ_m и радиационного λ_r механизмов переноса субстанций. Коэффициентом радиационного механизма является $\lambda_r = 16\sigma_0 T_{\Sigma}^3/3k_g$, Вт/(м·К), где $\sigma_0 = 5{,}67\cdot10^{-8}$, k_g – средний по сечению топочной среды коэффициент ослабления, 1/м. Перенос теплоты также возможен совместно с переносом массы в условиях температурного градиента T_{Σ} с коэффициентом массовой диффузии D, который составляет величину порядка $(0{,}1–1{,}0)\cdot10^{-4}$, м^2/с.

Разделение переменных $\theta = \theta_x \cdot \theta_y$ и введение константы разделения – k^2 позволяют заменить (3) на два обыкновенных дифференциальных уравнения и записать их решения

$$\theta_x'' - \theta_x' \frac{w_x}{a_{\Sigma}} + k^2\theta_x = 0; \qquad \theta_{\text{x}} = C_1 \exp\left(\gamma_1 x\right) + C_2 \exp\left(\gamma_2 x\right); \tag{4}$$

$$\theta_y'' - k^2\theta_y = 0; \qquad \theta_{\text{y}} = C_3 \sin\left(ky\right) + C_4 \cos\left(ky.\right) \tag{5}$$

В формулах (4), (5) константы $C_{1,2,3,4}$ определяются условиями однозначности, а параметры $\gamma_{1,2}$ рассчитываются по формуле

$$\gamma_{1,2} = \frac{w_x}{2a_\Sigma} \pm \sqrt{\frac{w_x^2}{4a_\Sigma} - k^2}. \quad (6)$$

Анализ первого уровня показал, что из-за малого значения γ_1 при $w_x/a_\Sigma >> 1$ константу C_1 можно не учитывать, а $C_2 = 1$.

С принятием симметричности потока среды относительно оси x в канале условием однозначности считается $\partial\theta_y/\partial y = 0$ на оси потока, что приводит к выводу относительно константы $C_3 = 0$, и общее решение уравнения энергии (3) будет иметь вид

$$\theta = \theta_x \cdot \theta_y = C_4 \exp(\gamma_2 x)\cos(ky). \quad (7)$$

Граничное условие III рода (ГУ III) для теплового потока на поверхности тепловосприятия $y = \delta$, что приводит к характеристическому уравнению $\mathrm{ctg}k\delta = k\delta/\mathrm{Nu}_\Sigma$, где число Нуссельта $\mathrm{Nu}_\Sigma = \alpha\delta/\lambda_\Sigma$ отражает отношение термических сопротивлений обобщенной теплопроводности среды и теплоотдачи на поверхность тепловосприятия: $\mathrm{Nu}_\Sigma = (\delta/\lambda_\Sigma)/(1/\alpha)$.

Единственным параметром, влияющим на решение уравнения (7), является число Nu_Σ, в задачах теплопроводности и диффузии таким параметром является число Био Bi. Заменяя число Био на число Нуссельта, можно использовать обширный справочный материал [3] для определения $C_4 = D/\theta_0$, где θ_0 – начальная температура поверхности. С учетом периодичности функции $\mathrm{ctg}(k\delta)$ определяется решение уравнения (3) в безразмерном виде как сумма частных решений

$$\Theta = \frac{\theta_x \theta_y}{\theta_0^2} = \sum_i D_i \exp(\mu_i X)\cos(\mu_i Y), \quad (8)$$

где $\mu = k\delta$, $X = x/\delta$, $Y = y/\delta$.

ГУ III дает возможность определить расположение точки схождения касательных к температурным кривым $\Theta_{X=1}$ на поверхности тепловосприятия $x = \delta$, причем ордината этой точки Y_0 также отсчитывается от поверхности $y = \delta$: $Y_0 = 1/\mathrm{Nu}_\Sigma$ [3]. Аналогия с процессами теплопроводности в твердых телах позволяет использовать парадигму в применении к топкам различной конфигурации и проточным тепломассообменным аппаратам, причем необходимо учитывать, что температурная шкала направлена навстречу потоку среды [2–4].

Форма зависимости для начальной температуры на входе в канал при $x = 0$ на практике может быть различной, но этот вопрос связан с корректностью решаемой задачи. Корректность краевой задачи для $x = 0$ связана с правилом эквивалентности математической модели и физического образца, это правило требует «рефлективности отношений эквивалентности, симметричности и транзитивности» [5].

Первое требование означает, что эквивалентные факторы в модели и образце однозначно описываются в статике и динамике тепломассопереноса; второе требование означает, что при рассмотрении симметричной задачи характеристики процессов не изменяются. Транзитивность означает, что в случае обнаружения третьей системы математического или физического характера, триада считается эквивалентной. Выход за рамки корректности приводит задачу к методам решения некорректных задач [6]. В настоящей работе представлено решение стационарных симметричной и несимметричной задач в рамках парадигмы для каналов различной формы при условиях корректности, что означает принятие для всех ограничивающих поверхностей $t = t_0 = \mathrm{const}$.

Так как ордината Y_0 определяет в пространстве фигуру, эквидистантную поверхности тепловосприятия, то любое изменение последней легко учитывается в расчете объемного температурного поля топки, в том числе с изменением числа Нуссельта с использованием

позонного метода. При этом становится необязательным равномерное распределение скорости потока среды в канале. Поставив условием отсутствие шлакования в некотором сечении, можно определить координату этого сечения, подставив в (8) $\Theta = \Theta_{sl}$. Аналогично решена симметричная задача для канала призматического и цилиндрического каналов с соответствующей корректировкой уравнения (8).

Система преобразований фундаментальных уравнений переноса различных субстанций к стандартному виду уравнения энергии и анализ этого уравнения квалифицируются как парадигма тепломассопереноса. Необходимость конструктивно-режимного изменения условий движения потока диктуется технологическими требованиями, при этом возникают особенности физико-математического описания процессов – это приводит к несимметричной задаче.

С целью достижения требуемой интенсивности теплопереноса в канале применяют вынос в канал ширмовых поверхностей, а при большой глубине канала применяют двухсветные экраны – распределение температуры становится несимметричным. В [3] и ряде других работ приводятся математические модели для решения несимметричных задач, в основном для процессов теплопроводности. Применение парадигмы теплообмена в топке позволяет на основе аналогий произвести оценку влияния этих решений на двухмерное температурное поле в топке, например, с применением двухсветных экранов. Эти модели основаны на приведении граничных условий (ГУ III) к однородному виду и представлении общего решения в виде суммы решения для стационарной задачи и функции «нестационарности». Начало координат выбирается на левой виртуальной поверхности у двухсветного экрана $y = 0$, на правой поверхности расположены обычные экраны топки, где, как и ранее, $y = \delta$ или $Y = y/\delta = 1{,}0$. Так как единого масштаба температур нет, решение получаются в виде избыточной температуры $\theta = t - t_0$, откуда следует разделение ГУ на две части, в том числе для стационарной составляющей

$$\begin{gathered} d^2\theta_{st}/dY^2 = 0, \\ d\theta_{st}/dY = -\mathrm{Nu}_{\Sigma 1}\left(\theta_{w1} - \theta_{st}\right), \\ d\theta_{st}/dY = -\mathrm{Nu}_{\Sigma 2}\left(\theta_{w2} - \theta_{st}\right). \end{gathered} \tag{9}$$

Решение для стационарной несимметричной задачи имеет вид

$$\theta_{st}(Y) = \frac{\left\{\mathrm{Nu}_{\Sigma 1}\theta_{w1}\left[1 + \mathrm{Nu}_{\Sigma 2}(1 - Y)\right] + \mathrm{Nu}_{\Sigma 2}\theta_{w2}\left(1 + \mathrm{Nu}_{\Sigma 1}Y\right)\right\}}{\mathrm{Nu}_{\Sigma 1} + \mathrm{Nu}_{\Sigma 2} + \mathrm{Nu}_{\Sigma 1}\mathrm{Nu}_{\Sigma 2}} \tag{10}$$

при характеристическом уравнении

$$tg\mu = \frac{\mu\left(1 + \mathrm{Nu}_{\Sigma 2}/\mathrm{Nu}_{\Sigma 1}\right)\mathrm{Nu}_{\Sigma 1}}{\left(\mu^2 - \mathrm{Nu}_{\Sigma 1}\mathrm{Nu}_{\Sigma 2}\right)}. \tag{11}$$

При этом избыточная температура $\theta(X, Y)$ в условиях несимметричной парадигмы определяется по формуле

$$\theta\left(Y, \mathrm{Nu}_{\Sigma,1,2}\right) = \frac{\mathrm{Nu}_{\Sigma 1}\theta_{w1}\left[1 + \mathrm{Nu}_{\Sigma 2}(1 - Y)\right] + \mathrm{Nu}_{\Sigma 2}\theta_{w2}\left(1 + \mathrm{Nu}_{\Sigma 1}Y\right)}{\left(\mathrm{Nu}_{\Sigma 1} + \mathrm{Nu}_{\Sigma 2} + \mathrm{Nu}_{\Sigma 1}\mathrm{Nu}_{\Sigma 2}\right)}. \tag{12}$$

Аналогично учитывается установка ширмовых тепловоспринимающих устройств, только установка ширм перед пароперегревателями в области высоких температур требует учета этого в расчете допустимой температуры на выходе из топки [4]. А размещение ширм в

топке в котлах высокого давления требует разделения топки на отдельные каналы, так же как при установке двухсветных экранов, только с разделением топки по ширине.

При подаче газов рециркуляции в горизонтальной плоскости с координатой x_{rc} требуется изменить $\gamma_{1,2} = w_x/2a_\Sigma \pm (w^2{}_x/4a^2{}_\Sigma + k^2)$ в части увеличения скорости потока газов и их температуры, а, следовательно, и параметры $\beta_1 = \alpha_w/\lambda_\Sigma + \gamma_1$, $\beta_2 = \alpha_w/\lambda_\Sigma + \gamma_2$. При адаптации процесса до x_{rc} расчет температуры ведется без учета рециркуляции, при $x > x_{rc}$ изменяется температура, изменение учитывается по тепловому балансу зоны смешения [4], в зависимости от коэффициента рециркуляции и температуры газов, подаваемых на рециркуляцию.

При изменении формы поперечного сечения топки необходимо все сечение разделить на части с симметричным температурным полем, учитывая изменение скорости потока газов в этом сечении. В работе [2] даны решения для призматической и цилиндрической топок, но нет формальных препятствий для расширенного применения этого метода при изменении формы сечения по высоте топки. В этом случае необходимо высоту топки разбивать на участки с однородными граничными условиями.

Приведены результаты адаптационного расчета по формуле (12) при численных значениях величин $t_0 = 1500$ °C, $t_w = 650$ °C для достижения температуры охлажденных продуктов сгорания среднего состава до 900 °C. Сопоставление расчетных данных по приведенный выше методике с расчетами по нормативной методике [4] для котельного агрегата производительностью 950 т/ч показало совпадение с погрешностью +4,87%. Рассмотрение симметричной и несимметричной задач теплообмена в каналах различной формы позволяет в рамках парадигмы определить влияние двухсветных экранов, применения газов рециркуляции, изменения формы канала и других неоднородностей на тепломассообмен.

Разработанная приближенная схема расчета осевой температуры потока газов по длине канала в зависимости от скорости потока и тепловой эффективности ограждений позволяет производить оценку энергетической эффективности данного оборудования к применению в тепловых агрегатах определенной конструкции.

Литература

1. Швыдкий В. С., Спирин Н. А., Ладыгичев М. Г. и др. Элементы теории систем и численные методы моделирования процессов тепломассопереноса. М.: «Интермет Инжиниринг», 1999. – 520 с.

2. Торопов Е. В., Осинцев К. В. Математическая модель обобщенного теплообмена в топке котельного агрегата – парадигма теплообмена // Вестн. ЮУрГУ. Сер. Энергетика. 2017. Т. 17. С. 5–12.

3. Телегин А. С., Швыдкий А. С., Ярошенко Ю. Г. Тепломассоперенос. М.: ИКЦ «Академкнига», 2002. – 455 с.

4. Тепловой расчет котельных агрегатов. Нормативный метод / Н. В. Кузнецов, В. В. Митор, И. Е. Дубовский, Э. С. Карасина. Минск: ЭКОЛИТ, 2011. – 206 с.

5. Корн Г. А., Корн Т. М. Справочник по математике (для научных работников и инженеров). Определения, теоремы, формулы. СПб.: Издательство «Лань», 2003 – 832 с.

6. Цирельман Н. М. Прямые и обратные задачи тепломассопереноса. М.: Энергоатомиздат, 2005. – 392 с.

УДК 536.24

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ СТЕКАНИИ ВОДЯНОЙ ПЛЕНКИ ПО ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТРУБЕ

Т. Ш. Маграквелидзе, Г. Ю. Гигинеишвили, А. Н. Микашавидзе, Т. А. Коберидзе, Х. Н. Ломидзе

Грузинский технический университет
Институт систем управлении им. Арчила Элиашвили, г. Тбилиси, Грузия
qvelit@rambler.ru

Процесс теплоотдачи при стекании пленки, как известно, осуществляется во многих установках, имеющих разные технологические назначения. Поскольку интенсивность теплоотдачи во многом определяет эффективность таких установок, интенсификация этого процесса имеет большое практическое значение. Кроме того, изменение структуры стекающей пленки под воздействием шероховатости поверхности представляет также и теоретический интерес.

Проблеме теплоотдачи при стекании пленки на гладкой поверхности посвящены работы известных исследователей [1–5]. Однако влияние шероховатости поверхности на теплоотдачу в стекающую пленку нельзя считать решённым [6–8]. Несмотря на проведенные в последние десятилетия исследования, многие вопросы в этом направлении нуждаются в дальнейшем изучении. Наряду с этим, известно, что создание шероховатости на теплоотдающей поверхности является весьма эффективным методом интенсификации теплоотдачи при турбулентном течении жидкости в каналах [9, 10].

С целью изучения некоторых важных вопросов теплоотдачи при стекании пленки на шероховатых поверхностях нами была создана экспериментальная установка. Основным элементом установки являлась теплоотдающая труба, изготовленная из нержавеющей стали. Диаметр трубы d = 10 мм, а обогреваемая длина l = 200 мм. Был предусмотрен также и участок гидродинамической стабилизации длиной 200 мм. В качестве теплоносителя использовалась вода. Расход воды измерялся заранее протарированным ротаметром типа LZS. Теплоотдающая труба была расположена вертикально и обогревалась непосредственным пропусканием через нее переменного тока низкого напряжения. Для понижения напряжения использовался трансформатор типа ОСУ–20. Мощность, подаваемая на опытную трубу, регулировалась трансформатором типа РНО–250–10. Сила тока и падение напряжения на опытной трубе, а также и е.д.с. термопар измерялись цифровыми приборами типа UT–804. Температуры на входе и на выходе из экспериментальной трубы измерялись хромель-алюмелевыми термопарами. Температура внутренней поверхности опытной трубы измерялась в пяти местах скользящей внутри трубы термопарой, размещенной в тефлоновой камере. Температура наружной поверхности трубы определялась путем пересчета по известной формуле.

Опыты проводились как для гладкой, так и для шероховатых поверхностей. Шероховатость создавалась путем наматывания на трубу медной проволоки. В опытах менялись высота элементов шероховатости h и отношение шага между элементами к их высоте s/h. Число Прандтля в экспериментах Pr = 10, число Рейнольдса Re менялось в диапазоне 250–10000.

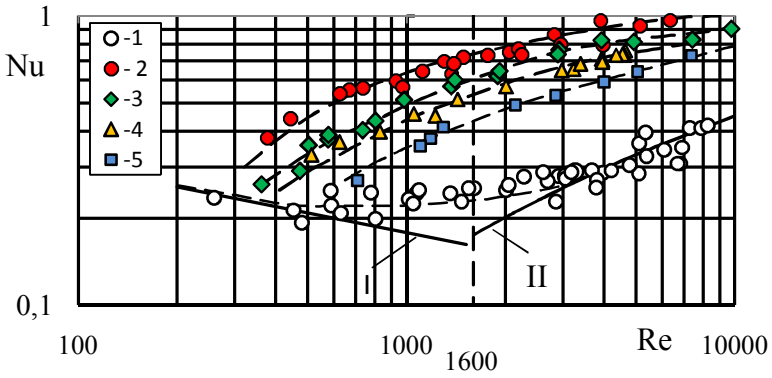
Физические параметры по средним температурам воды и стенки опытной трубы брались из таблиц [11].

Результаты экспериментов обрабатывались в безразмерных величинах на компьютере при помощи созданной нами программы в TurboPascal.

Часть полученных результатов представлена на рисунке в логарифмических координатах (Nu, Re). В нашем случае числа Нуссельта и Рейнольдса определены по выражениям

$$\mathrm{Nu} = \frac{\alpha}{\lambda}\left(\frac{\nu^2}{g}\right)^{1/3}, \quad \mathrm{Re} = \frac{4G}{\nu}, \tag{1}$$

где α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·°С); λ – коэффициент теплопроводности воды, Вт/(м·°С); ν – коэффициент кинематической вязкости, м^2/с; g – ускорение силы тяжести, м/с^2; *G* – коэффициент орошения (объемный расход жидкости деленный на периметр трубы), м^2/с.



Зависимость интенсивности теплоотдачи от числа Рейнольдса: 1 – гладкая поверхность; шероховатые поверхности, *h* = 1 мм; 2 – *s*/*h* = 10; 3 – *s*/*h* = 5; 4 – *s*/*h* = 20; 5 – *s*/*h* = 40; I – по формуле К. Чжуна [12]; II – по формуле Д. Лабунцова [4]

В опытах, результаты которых приведены на рисунке, высота элементов шероховатости *h* = 1 мм, а геометрический параметр *s*/*h* менялся от 5 до 40. Линии I и II соответствуют соотношениям Чжуна и Себана для ламинарно-волнового режима стекания и Д. Лабунцова для переходного режима [4, 12]. Штриховыми линиями осреднены экспериментальные данные.

На основании приведенных результатов можно заключить, что в ламинарном режиме стекания пленки при малых числах Рейнольдса шероховатость поверхности практически не оказывает влияния на интенсивность теплоотдачи, а в переходном режиме влияние является весьма значительным. Так, например, при Re = 2000 интенсивность теплоотдачи шероховатой поверхности в три и более раза превосходит интенсивность для гладкой поверхности. С ростом Re эффект снижается, но, тем не менее, остается значительным.

Полученные результаты свидетельствуют также о том, что с точки зрения интенсификации теплоотдачи наивысший эффект достигается при *s*/*h* = 10. Отклонение от этого значения *s*/*h* как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения вызывает снижение эффекта интенсификации.

Данные результаты дают основание предполагать, что в случае шероховатых поверхностей переход от ламинарного режима стекания пленки в турбулентный начинается при более низких числах Рейнольдса (зависит от *s*/*h*), чем в случае гладкой поверхности.

Существенно отметить также, что, согласно нашим наблюдениям, шероховатость поверхности способствует устойчивости стекания пленки.

Нет сомнений в том, что эти результаты могут иметь большое практическое значение.

Литература

1. Nusselt W. Die oberflachenkondensation des wasserdampfes. Zeitschrift VDI, BdGo, 1916. S. 541–546.

2. Капица П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости // ЖЭТФ. 1948. Т. 18, вып. 1. С. 1–28.

3. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.Я: Атомиздат, 1979. – 416 с.

4. Лабунцов Д. А. Теплоотдача при пленочной конденсации чистых паров по вертикальных поверхностях и горизонтальных трубах // Теплоэнергетика. 1957. № 2. С. 49–51.

5. Нигматулин Б. И., Горюнова М. З., Васильев Ю. В. К обобщению опытных данных по теплоотдаче при течении жидких пленок вдоль твердых поверхностей // ТВТ. 1981. Т. 19, вып. 5. С. 991–1001.

6. Николаев Н. А., Войнов Н. А., Теплоотдача в пленке жидкости, стекающей по стенке канала с крупномасштабной шероховатостью при больших числах Рейнольдса // Изв. РАН. Энергетика. 2005. С. 11–15.

7. Anders Åkesjo. Thesis for the degree of doctor of philosophy. Hydrodynamics and Heat Transfer in Vertical Falling Films with Smooth and Modified Heat-Transfer Surfaces – An Experimental and Numerical Investigation. Gothenburg, Sweden, 2018.

8. Дорошенко А. В., Васютинский С. Ю. Совершенствование тепломассообменной аппаратуры для энергетических систем // J. IE ASM. 2008. № 3.

9. Маграквелидзе Т., Микашавидзе А., Банцадзе Н., Ломидзе Х., Леквейшвили Н. Влияние искусственной шероховатости на теплоотдачу стекающие на вертикальной поверхности пленки // Сб. тр. Ин-та систем управлении им. А. Елиашвили. Тбилиси, 2016. С. 39–44.

10. Gomelauri V. Influence of two – dimensional artificial roughness on convective heat transfer // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1964. Vol. 7, No. 6. P. 653–663.

11. Чиркин В. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М.: Атомиздат, 1968. – 483 с.

12. Чжунь К., Себан Р. Теплоотдача к испаряющимся жидким пленкам // Тр. Амер. обва инж.-мех. Сер. С. Теплопередача. 1971. Т. 93, № 4. С. 71−77.

УДК 533.656:662.969+536.46

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА И ХИМИЧЕСКОГО РЕАГИРОВАНИЯ РАВНОВЕСНО ДИССОЦИИРУЮЩЕГО ГАЗА

О. В. Матвиенко[1,2], П. С. Мартынов[1,3]

[1]Томский государственный университет, г. Томск, Россия
[2]Томский государственный архитектурно-строительный университет, г. Томск, Россия
[3]Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия

Задачи, связанные с гидродинамикой и теплообменом при ламинарном течении, являлись предметом исследования в течение длительного времени. В [1] собраны имеющиеся в литературе решения задач теплообмена при ламинарной вынужденной конвекции жидкости в трубах различного сечения при различных граничных условиях.

Целью настоящей работы является численное исследование влияния протекания первой стадии реакции диссоциации тетраоксида диазота на теплообмен в потоке в круглой цилиндрической трубе. Реакция диссоциации тетраоксида диазота протекает в две стадии: $N_2O_4 \rightleftarrows$ $\rightleftarrows 2NO_2 \rightleftarrows 2NO + O_2$. При нагреве первая стадия протекает быстро и может считаться равновесной. Вторая стадия протекает с конечной скоростью. При таких условиях можно рассматривать процессы тепломассопереноса отдельно для каждой стадии. Целью настоящей работы является численное исследование влияния протекания первой стадии реакции диссоциации тетраоксида диазота на теплообмен в потоке в круглой цилиндрической трубе.

Для описания структуры потока используются двумерные осесимметричные уравнения Рейнольдса, записанные относительно осредненных по времени составляющих осевой и радиальной скоростей, давления [2, 3]. Исследования характеристик турбулентности осуществлялись с использованием составной модели Ментера SST (Shear Stress Transport) [4, 5], которая представляет собой комбинацию k–ε и k–ω моделей турбулентности, обеспечивающую сочетание лучших качества этих моделей.

На входе в канал задается распределение скорости потока, температуры и параметров турбулентности. На оси канала реализуются условия симметрии. На стенках канала выполняются условия прилипания и идеальной теплопроводности, кинетическая энергия турбулентности полагается равной нулю. Величина частоты турбулентных пульсаций ω определяется в ближайшем к твердой стенке узле конечноразностной сетки.

Уравнения Рейнольдса были решены численно с использованием метода конечного объема [7]. Численное решение проводилось с использованием шахматной сетки, причем узлы для осевой и радиальной составляющих скорости располагались в середине граней контрольных объемов для скалярных величин. Вблизи стенок, а также в областях с большими градиентами скорости и концентрации проводилось сгущение сетки. Уравнение неразрывности удовлетворялось с помощью алгоритма SIMPLEC [8]. Считалось, что сходимость итераций достигнута, если среднеквадратичная невязка для всех переменных не превышала 1%. Для оценки точности вычислений была выполнена серия расчетов на последовательностях сгущающихся сеток. Результаты тестирования показали, что уменьшение шага базовой сетки в 2 раза по осевой и радиальной координатам приводит к изменению значений основных переменных не более чем на 1%.

В результате вдува реагирующего газа в трубу происходит формирование динамического пограничного слоя. На незначительном удалении от входного сечения структура потока характеризуется наличием центральной области, называемой ядром потока [9], в которой газ движется с одинаковой по сечению скоростью, и наличием пристеночной зоны пограничного слоя (рис. 1). В результате действия вязких сил происходит замедление скорости течения в пристеночной области. Уменьшение расхода в пристеночной области компенсируется увеличением осевой скорости в ядре потока. Таким образом, течение в ядре потока становится ускоренным. С увеличением расстояния от входного сечения область влияния вязких сил увеличивается в размерах, распространяясь от стенки к оси течения. Это приводит к росту толщины динамического пограничного слоя. На значительном удалении от входа граница пограничного слоя достигает оси течения, и происходит динамическая стабилизация потока.

На рис. 2 представлено распределение вниз по потоку среднерасходной температуры:

$$T_{\text{av}} = \frac{\int_0^R \rho u T r dr}{\int_0^R \rho u r dr}. \tag{1}$$

Вниз по потоку по мере термической стабилизации происходит рост значений среднерасходной температуры, при этом увеличение температуры стенки приводит к повышению температуры потока. С увеличением скорости потока u_{in} пристеночные слои теплоносителя быстро сносятся вниз по потоку, не успев отдать тепло более внутренним слоям. В результате этого с ростом u_{in} на одном и том же удалении от входа среднерасходная температура становится ниже.

Теплоотдачу потоку можно рассчитать в любом сечении канала, используя закон теплообмена Ньютона–Рихмана. Согласно этому закону, плотность теплового потока от стенки к теплоносителю пропорциональна разности среднерасходной температуры потока и температуры стенки:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r}\Big|_{r=R} = \alpha (T_{\text{av}} - T_w). \tag{2}$$

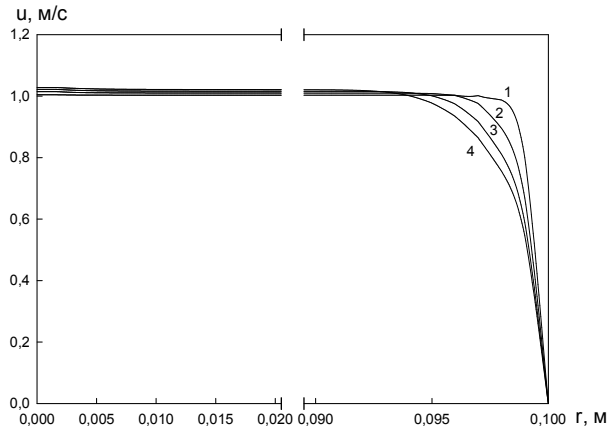


Рис. 1. Радиальное распределение осевой скорости: $u_{\text{in}} = 1$м/с, $T_{\text{in}} = 300$ К, $T_w = 750$ К, 1 – $x = 0.2$ м, 2 – 0.7, 3 – 1.2, 4 – 1.7

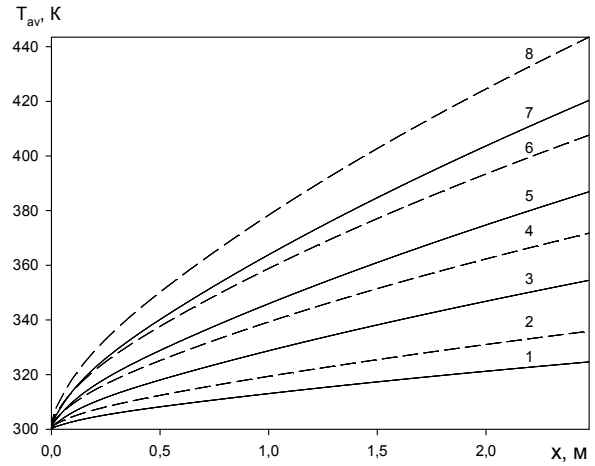


Рис. 2. Изменение среднерасходной температуры вниз по потоку (сплошные линии – химически реагирующий поток, пунктирные – инертный поток): *а* – $u_{\text{in}} = 1$ м/с, $T_{\text{in}} = 300$ К, 1, 2 – $T_w = 450$ К, 3, 4 – 600, 5, 6 – 750, 7, 8 – 900, *б* – $T_w = 750$ К, $T_{\text{in}} = 300$ К, 1, 2 – $u_{\text{in}} = 1$ м/с, 3, 4 – 5, 5, 6 – 10

В инженерных расчетах удобно использовать безразмерный коэффициент теплоотдачи – число Нуссельта Nu = ad/λ, характеризующий связь между интенсивностью теплоотдачи и температурным полем в пограничном слое ($d = 2R$ – диаметр трубы). Определим число Нуссельта следующим образом:

$$\text{Nu} = \frac{2R}{(T_w - T_{\text{av}})} \frac{\partial T}{\partial r}\bigg|_{r=R}. \qquad (3)$$

На рис. 3 показано измененииe вниз по потоку числа Нуссельта Nu, рассчитанного для химически инертного потока. Коэффициент теплоотдачи на участке термической стабилизации уменьшается по мере удаления от входа, увеличиваясь пропорционально скорости потока (числу Рейнольдса Re = $\rho u_{\text{in}} d/\mu$). Высокие скорости теплоносителя приводят к уменьшению толщины пограничного слоя, улучшая условия теплоотдачи.

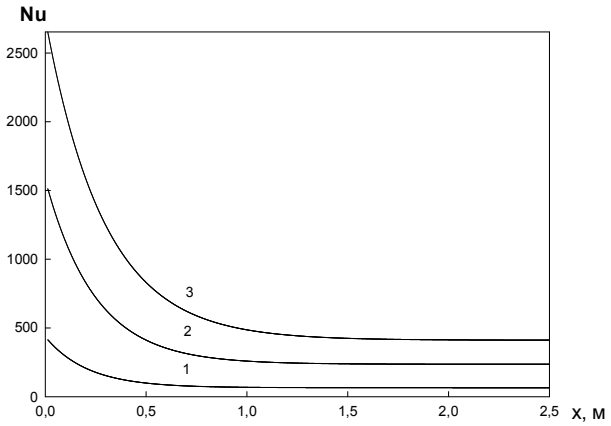


Рис. 3. Изменение числа Нуссельта Nu вниз по потоку (химически инертный поток): 1 – $u_{\text{in}} = 1$ м/с, Re = 20 660, 2 – $u_{\text{in}} = 5$ м/с, Re = 103 300, 3 – $u_{\text{in}} = 10$ м/с, Re = 206 600

Результаты расчетов показывают, что с увеличением температуры стенки интенсифицируется протекание в потоке химической реакции и поглощение тепла, подводимого от стенки. Температура пристеночных слоев в химически реагирующем потоке становится ниже, чем в потоке с инертным теплоносителем, а толщина температурного пограничного слоя – уже. Увеличение скорости прокачки реагента и, связанное с этим, уменьшение температуры в пристеночной области на одном и том же удалении от входа приводит к увеличению концентрации N_2O_4 и ослаблению диссоциации. Использование диссоциирующего теплоносителя становится эффективным при невысокой скорости прокачки в длинных каналах. Эффективность использования в качестве теплоносителя диссоциирующего газа при низких значениях температуры стенки является незначительной. При течении эндотермически реагирующего потока теплоотдача возрастает. При этом в отличие от инертного теплоносителя величина числа Нуссельта на начальном участке зависит от температуры стенки.

Обозначения

μ_t – турбулентная вязкость, ρ – плотность среды, k – кинетическая энергия турбулентности, ω – удельная скорость диссипации, γ – эмпирическая константа, F_2 – эмпирическая функция, α – коэффициент теплоотдачи.

Литература

1. Справочник по теплообменникам / Пер. с англ.; под ред. Б. С. Петухова, В. К. Шикова М.: Энергоатомиздат, 1987. Т. 1. – 560 с.

2. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1974.

3. Матвиенко О. В., Бубенчиков А. М. Математическое моделирование теплообмена и химического реагирования закрученного потока диссоциирующего газа // ИФЖ. 2016. Т. 89, № 1. С. 118–126.

4. Menter F. R. Zonal Two Equation k-ω Turbulence Models for Aerodynamic Flows // AIAA Paper. Technical Report No. 93–2906. 1993.

5. Menter F. R., Rumsey C. L. Assessment of two-equation turbulence models for transonic flows // AIAA Paper. 1994. No. 94–2343.

6. Bradshaw P., Ferriss D. H., Atwell N.P. Calculation of bound-ary layer development using the turbulent energy equation // J. of Fluid Mechanics. 1967. Vol. 28. P. 593–616.

7. Патанкар С. Численные методы решения задач тепломассообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1983.

8. Van Doormal J. P., Raithby G. D. Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows // Numerical Heat Transfer. 1984. Vol. 7. P. 147–163.

9. Дик И. Г., Матвиенко О. В. Некоторые закономерности теплообмена внутренних закрученных потоков // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1989. Вып. 3. С. 40–43.

10. Матвиенко О. В. Исследование теплообмена и формирования турбулентности во внутреннем закрученном потоке жидкости при низких числах рейнольдса // ИФЖ. 2014. Т. 87, № 4. С. 908–918.

11. Дик И. Г., Матвиенко О. В. Теплообмен в закрученном потоке при наличии эндотермической реакции // ТВТ. 1990. Т. 28, № 1. С. 191–192.

12. Дик И. Г., Матвиенко О. В. Теплообмен закрученных потоков с объемным источником тепла // Прикладная механика и техническая физика. 1989. Т. 30, № 5 (177). С. 113–116.

УДК 502.22:911.3745.227

РАСЧЕТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕТРОВЫХ ПОТОКОВ В ЗОНАХ ЖИЛОЙ ЗАСТРОЙКИ И ОЦЕНКА ИХ ВЛИЯНИЯ НА ПЕШЕХОДНУЮ КОМФОРТНОСТЬ

В. Д. Мешкова[1], А. А. Дектерев[1,2], С. А. Филимонов[2], К. Ю Литвинцев[2]

[1]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Город Красноярск входит в рейтинг городов-милионников России и занимает 12 место по численности населения [1]. В среднем же по России почти 75% населения проживает в городах. Со времени Всероссийской переписи населения 2010 г. в Красноярске наблюдается прирост населения – 16% (рис. 1) [2]. Главной тенденцией развития городов является сверхурбанизация или «стекание» жителей малых и средних городов в более крупные; это вызвано тем, что в крупных городах более высокий уровень жизни.

Урбанизация требует расширения границ городов, в связи с этим наблюдается активное строительство жилых комплексов. По итогам на 2019 г. в Красноярске планируется сдать более 633 тыс.м^2, что намного больше, чем в предыдущий год. Так как разрастание города в долгосрочной перспективе невыгодно не только с экономической стороны, а также с точки зрения природопользования, следовательно, рациональное использование городского пространства приводит к строительству высотных зданий и комплексов вдоль относительно узких улиц, а также к увеличению плотности застройки. Данные условия формируют неблагоприятную экологическую обстановку городской среды, и, в конечном итоге, приводят к снижению уровня пешеходной комфортности человека.

Оценка влияния ветра на комфортность включает в себя более обширную методологию, в которой происходит сочетание статистических метеорологических данных с аэродинамической информацией.

Изучения ветровых условий для определения пешеходной комфортности пребывания людей в городских районах можно осуществлять с помощью измерений на месте, проведения экспериментов в аэродинамических трубах или математического моделирования (CFD). Первые два метода сложны в организации и реализации, а также считаются менее подходящими для получения точной количественной информации. CFD модели обладают рядом преимуществ, таких как сокращение времени анализа, возможность получения более полной информации по полям скорости и переносу примеси, возможность оперативного перебора различных вариантов форм зданий для сравнения и оптимизации ветровых ситуаций [3].

Моделирование с использованием RANS моделей турбулентности стало наиболее популярным для изучения ветра с точки зрения комфортного пребывания в городской среде. Как правило, математическое моделирование применяется для фундаментальных исследований путем проведения расчетов для простых, имеющих общую конфигурацию зданий, чтобы получить представления о поведении потока, для параметрических исследований и проверки математической модели в программных комплексах, а также для прикладных исследований, которые позволяют получать информацию о ветровых условиях в окружающей среде в конкретных и более сложных тематических исследованиях.

Настоящая работа посвящена исследованию аэродинамического переноса примеси (взвешенных веществ 50 и 100 мкм) от дорожной пыли и оценке пешеходной комфортности в реальной городской застройке г. Красноярска. Авторами разработана нестационарная микромасштабная модель на базе осредненных по Рейнольдсу уравнений гидродинамики и дифференциальных моделей турбулентности.

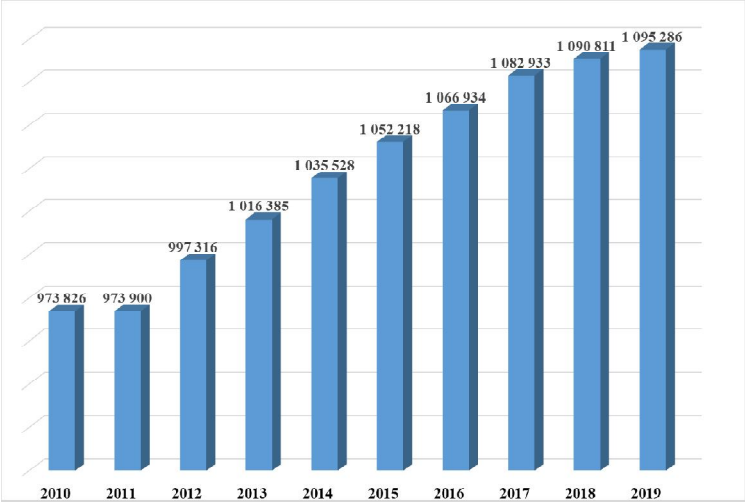


Рис. 1. Численность населения г. Красноярска за десятилетний период

Численная реализация предложенной RANS микромасштабной модели осуществляется на основе методов конечного объема, неявных монотонизированных разностных схем первого порядка аппроксимации по времени и до второго по координатам. Для численного согласования полей скорости и давления применялась процедура SIMPLE-C.

Реализация математической модели выполнена в программном комплексе SigmaFlow. SigmaFlow – это некоммерческий универсальный программный комплекс, создан и развивается в Красноярском филиале ИТ СО РАН на кафедре теплофизики СФУ. Он предназначен для исследования широкого класса гидродинамических и теплофизических процессов, позволяет выполнять параллельные вычисления на современных многоядерных процессорах и кластерных системах [4–6].

Рассматривалось турбулентное изотермическое течение воздуха в окрестности зданий, представляющих собой систему плохо обтекаемых тел с учетом однородности подстилающей поверхности. Для расчета использовалась неструктурированная гексагональная сетка (рис. 2), построенная методом octo-tree с использованием инструмента SigmaMesh3D [7]. В качестве начальных условий был задан равномерный поток со скоростью 2,5 м/с при нормальном атмосферном давлении; использовалась SST k-ω модель турбулентности [8].

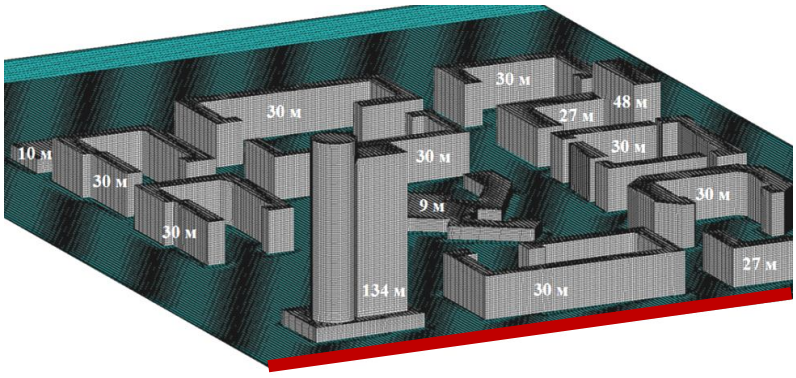


Рис. 2. Геометрия моделируемого участка с расчетной сеткой, — источник выбросов примеси

Застройка воздействует на ветровой поток, деформирует его направление и изменяет скорость, создавая при этом различные эффекты, такие как «экранирующий» эффект, который приводит к снижению способности процесса рассеивания и выноса загрязняющих веществ за пределы застройки; происходят формирование зон застоя (зоны с повышенным уровнем загрязнения приземного слоя атмосферы) и «туннельный» эффект, формирование

которого обусловлено тем, что высотные здания отклоняют ветровой поток на больших высотах к уровню пешеходов, что приводит к увеличению скорости ветра.

В рассматриваемом районе имеется высотное здание, согласно EN 1991-1-4:2005, зона влияния данного здания на ближайшие составляет 65 м, в расчете применялись пиковые значения скоростного напора [9]. Как правило, определение средней скорости и интенсивности турбулентных потоков производится на высоте 2 м, в зоне пребывания людей. Характерная картина течений ветровых потоков представлена на рис. 3. Видно, что вблизи поверхности существуют многочисленные рециркуляционные зоны в углах зданий и на их торцах, соответственно происходит интенсивное снижение скорости в теневых зонах зданий до критических скоростей 0–1 м/с. В зонах, где наблюдается «туннельный» эффект, скорость увеличивается до 12 м/с, что согласно стандарту Нидерландов (NEN 8100), критерии которого основаны на дискомфортном пороге скорости ветра 5 м/с, данная территория относится к D классу комфортности [10].

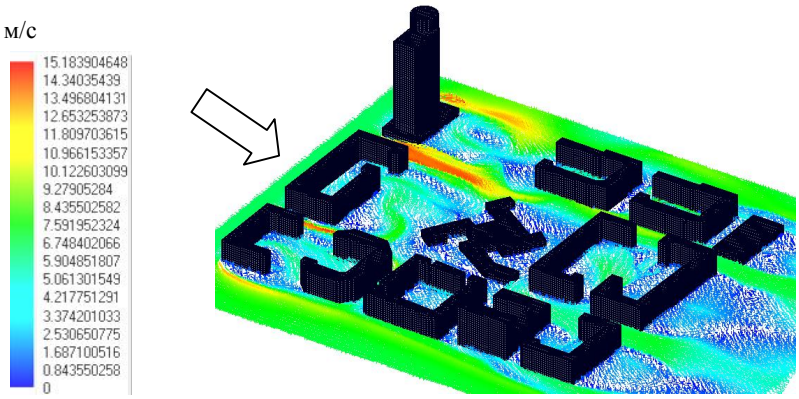


Рис. 3. Поле скорости в горизонтальном сечение на уровне 2 м

Исследование поведения примеси в застройке выполнялось путем равномерного запуска частиц разного размера в месте расположения источника (со стороны дороги), с последующим отслеживанием их движения в течение часового физического времени. Результаты моделирования показали, что крупномасштабные структуры течения оказывают сильное влияние на движение частиц в вертикальном направлении, чем легче частица, тем лучше происходит процесс рассеивания вверх по течению и выносится над застройкой. В случае, когда частицы тяжелее, происходит их осаждение в теневых и рециркуляционных зонах, что приводит к накоплению и, в конечном счете, формированию неблагоприятных условий для человека (рис. 4).

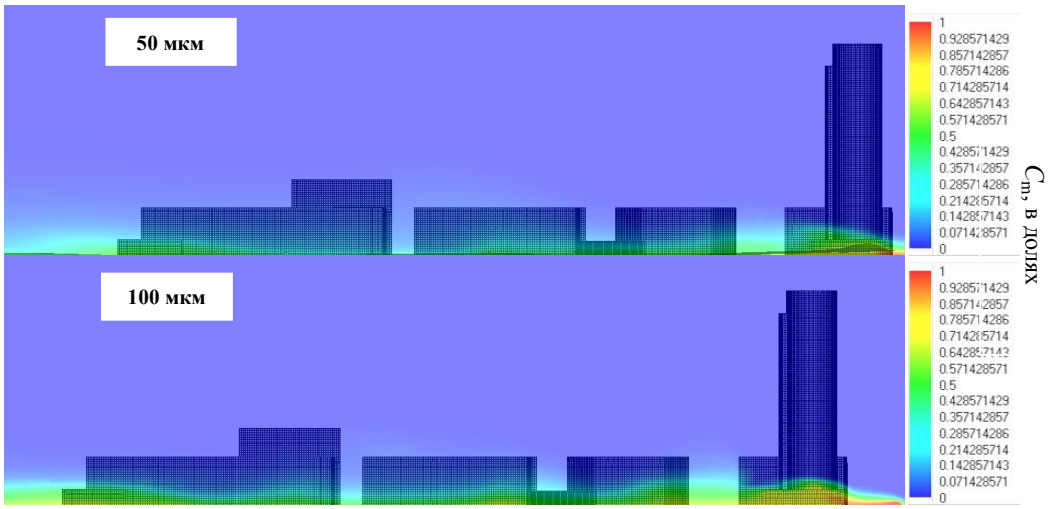


Рис. 4. Модель поведения примеси в потоке

Максимальная концентрация примеси наблюдается вдоль источника выброса, также существует локальный максимум в районе вторичных вращательных движений воздушных масс вниз по потоку рядом с малоэтажным зданием.

Предложенная модель позволяет более подробно рассмотреть механизмы формирования пешеходной комфортности пребывания людей и условия возникновения неблагоприятных ситуаций на территории застройки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-31-90096.

Литература

1. http://www.statdata.ru/goroda-millionniki-rossii-po-naseleniu.

2. https://www.gks.ru/ - Всероссийская перепись населения 2010.

3. Abhijith K. V., Prashant Kumar etc. Air pollution performances of green infrastructure in open road and built-up street canyon environments – A review // Atmospheric Environment. 2017. P. 71–86.

4. Дектерев А. А. и др. Использование программы SigmaFlow для численного исследования технологических объектов // Вычислительные технологии. 2003. Vol. 8, № 1. С. 250–255.

5. Дектерев А. А., Гаврилов А. А., Минаков А. В. Современные возможности CFD кода SigmaFlow для решения теплофизических задач // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии: сб. ст. 2010. Т. 4, № 2. С. 117–122.

6. Дектерев А. А. и др. Свободно распространяемый программный комплекс SIGMA_FW для моделирования гидродинамики и теплообмена // Журн. Сибирского федерального ун-та. Техника и технологии. 2017. Т. 10, № 4. С. 534–542.

7. Litvintsev K. Y., Finnikov K. A., Kharlamov E. B. Features of a mathematical model of heat transfer in a vacuum resistance furnace // J. Phys. Conf. Ser. 2017. Vol. 891.

8. Гувернюк С. В. и др. Численное и физическое моделирование ветрового воздействия на группу высотных зданий // Вестник МГСУ. 2011. 2011. Т. 1, № 3. С. 185–191.

9. Еврокод 1 (EN 1991-1-4:2005). Воздействия на конструкции. Часть 1–4. Общие воздействия. Ветровые воздействия. Технический кодекс установившейся практики. Минск: Минстройархитектура, 2010. – 117 с.

10. Criteria for wind comfort according to the Dutch wind nuisance standard NEN 8100 (2006) (NEN, 2006. Wind comfort and wind danger in the built environment. NEN 8100. Dutch Standard.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

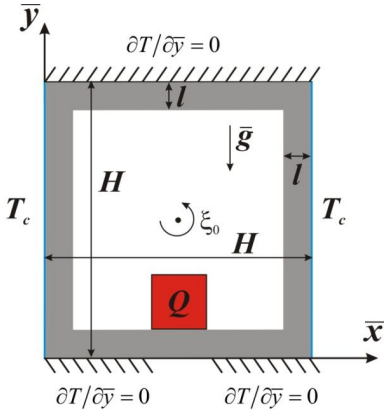
КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ КВАДРАТНОЙ ПОЛОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ТЕПЛОПРОВОДНЫХ СТЕНОК И ЭЛЕМЕНТА ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТИ ОБЪЕМНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ

С. А. Михайленко, М. А. Шеремет

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Охлаждение элементов электронной аппаратуры сегодня является широко распространенной задачей. Во время эксплуатации техника подвергается нагреву за счет проходящих в

ней электрических токов, поэтому для корректной и длительной работы требуется ее правильное охлаждение. Часто системы, включающие электронику, участвуют во вращательном движении, например, в космической промышленности, при выращивании кристаллов и во многих других областях. В данной работе рассмотрена модель естественной конвекции и радиационного теплообмена во вращающемся квадратном корпусе, содержащем элемент, который моделирует непостоянный нагрев компонента электронной аппаратуры. Комбинированный подход к постановке, включающий все три механизма переноса тепловой энергии (конвекция, теплопроводность и излучение) позволяет более детально и точно изучить теплообмен в рассматриваемой области.



Физическая модель и система координат

На рисунке представлен квадратный корпус высотой H. Корпус вращается против часовой стрелки с постоянной угловой скоростью ξ_0 и заполнен несжимаемой ньютоновской жидкостью Pr = 0.7, удовлетворяющей приближению Буссинеска. По периметру корпуса находятся теплопроводные стенки толщиной l. Внешние контуры горизонтальных стенок ($\bar{y}=0$ и $\bar{y}=H$) являются термически изолированными, в то время как внешние контуры вертикальных стенок ($\bar{x}=0$ и $\bar{x}=H$) имеют постоянную температуру охлаждения T_c. На нижней стенке корпуса находится нагреваемый элемент, представляющий собой квадратный теплопроводный блок с переменной плотностью объемного тепловыделения Q. Жидкость, заполняющая корпус, считается прозрачной для излучения, а стенки и нагреваемый элемент имеют диффузно-серые поверхности и могут отражать излучение. Радиационный теплообмен реализован с помощью метода сальдо в постановке Поляка [1].

Основные уравнения естественной конвекции и поверхностного теплового излучения представлены в безразмерных переменных функция тока – завихренность – температура. Принимая во внимание представленные предположения, уравнения записаны в следующем виде:

внутри корпуса

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}=-\omega, \tag{1}$$

$$\frac{\partial\omega}{\partial\tau}+u\frac{\partial\omega}{\partial x}+v\frac{\partial\omega}{\partial y}=\frac{1}{\sqrt{\mathrm{Ta}}}\left(\frac{\partial^2\omega}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\omega}{\partial y^2}\right)+\frac{\mathrm{Ra}}{\mathrm{PrTa}}\left[\frac{\partial\theta}{\partial x}\cos(\tau)-\frac{\partial\theta}{\partial y}\sin(\tau)\right], \tag{2}$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau}+u\frac{\partial\theta}{\partial x}+v\frac{\partial\theta}{\partial y}=\frac{1}{\mathrm{Pr}\sqrt{\mathrm{Ta}}}\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}\right), \tag{3}$$

в источнике

$$\frac{\partial\theta_{hs}}{\partial\tau}=\frac{\alpha_{hs}/\alpha_f}{\sqrt{\mathrm{RaPr}}}\left(\frac{\partial^2\theta_{hs}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta_{hs}}{\partial y^2}+\frac{1}{2}\left\{1-\sin\left(f\pi\tau\right)\right\}\right), \tag{4}$$

в теплопроводных стенках

$$\frac{\partial\theta_w}{\partial\tau}=\frac{\alpha_w/\alpha_f}{\sqrt{\mathrm{RaPr}}}\left(\frac{\partial^2\theta_w}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta_w}{\partial y^2}\right). \tag{5}$$

Безразмерный тепловой поток $Q_{\text{rad},k}$, излучаемый k-й поверхностью стенки или источника энергии, рассчитывается следующим образом:

$$Q_{\text{rad},k} = R_k - \sum_{i=1}^{NS} F_{k-i} R_i .$$

Угловые коэффициенты $F_{k\text{-}i}$ определяются с помощью метода перекрестных нитей Хоттеля [1]. Поток эффективного излучения R_k поверхности определяется как сумма отраженного и собственного излучения

$$R_k = \left(1-\varepsilon_k\right)\sum_{i=1}^{NS} F_{k-i} R_i + \varepsilon_k \left(1-\gamma\right)^4 \left(\theta_k + 0.5\frac{1+\gamma}{1-\gamma}\right)^4 .$$

Для описания интенсивности теплообмена используются среднее конвективное и среднее радиационное числа Нуссельта, определенные как

$$\overline{Nu}_{\text{con}} = -\frac{1}{l}\int_0^l \frac{\partial\theta}{\partial n} d\zeta, \quad \overline{Nu}_{\text{rad}} = \frac{N_{\text{rad}}}{l}\int_0^l Q_{\text{rad}} d\zeta.$$

В начальный момент времени среда покоится и ее безразмерная температура равняется нулю. На поверхностях стенок и источника реализовано граничное условие прилипания. Температурные граничные условия следующие: внешний контур горизонтальных стенок теплоизолированный, внешний контур вертикальных стенок изотермический, на внутренних поверхностях стенок и на поверхности источника применяется граничное условие четвертого рода. Тогда начальные и граничные условия в безразмерном виде выглядят следующим образом:

в начальный момент времени

$$\psi\left(x,y,0\right)=0,\ \ \omega\left(x,y,0\right)=0,\ \ \theta\left(x,y,0\right)=0,$$

при $x = 0$ и $x = 1$

$$\psi = 0,\ \omega = -\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2},\ \theta = 0;$$

при $y = 0$ и $y = 1$

$$\psi = 0,\ \omega = -\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2},\ \frac{\partial\theta}{\partial y} = 0;$$

на поверхности источника

$$\psi = 0,\ \omega = -\frac{\partial^2\psi}{\partial n^2},\ \begin{cases} \theta_{hs} = \theta_f, \\ \dfrac{\lambda_{hs}}{\lambda}\dfrac{\partial\theta_{hs}}{\partial n} = \dfrac{\partial\theta_f}{\partial n} - N_{\text{rad}} Q_{\text{rad}}, \end{cases}$$

на внутренних поверхностях стенок

$$\psi = 0,\ \ \omega = -\frac{\partial^2\psi}{\partial n^2},\ \ \begin{cases} \theta_w = \theta_f, \\ \dfrac{\lambda_w}{\lambda}\dfrac{\partial\theta_w}{\partial n} = \dfrac{\partial\theta_f}{\partial n} - N_{\text{rad}} Q_{\text{rad}}. \end{cases}$$

Система уравнений (1)–(4) с соответствующими начальными и граничными условиями решалась методом конечных разностей на равномерной сетке. Уравнение Пуассона для функции тока (1) решалось методом последовательной верхней релаксации. Уравнение движения (2), уравнение энергии (3) и уравнения теплопроводности (4), (5) решались с применением локально-одномерной схемы Самарского [2]. Конечно-разностные уравнения решались методом прогонки. Математическая модель была верифицирована в предыдущей работе [3].

Результаты получены для широкого круга определяющих параметров: $\mathrm{Pr} = 0.7$, $\mathrm{Ra} = 10^5$, $\varepsilon = 0–0.9$, $\mathrm{Ta} = 10^3–10^6$, $\lambda_{rel} = 10–1000$, $f = 0.01$. Описано влияние параметров на интенсивность течения жидкости, среднее конвективное и среднее радиационное числа Нуссельта, а также на среднюю температуру в источнике. Установлено, что частота вращения, коэффициент излучения и теплопроводность стенок могут применяться как управляющие параметры для интенсификации теплоотвода с нагреваемого элемента и позволяют реализовать эффективную пассивную систему охлаждения.

Работа выполнена в рамках реализации проекта Российского научного фонда (соглашение 17-79-20141).

Обозначения

$\mathrm{Ra} = g\beta\Delta T H^3/\alpha\nu$ – число Рэлея; $\mathrm{Pr} = \nu/\alpha$ – число Прандтля; $\mathrm{Ta} = (\xi_0 H^2)^2/\nu^2$ – число Тейлора; $\mathrm{N_{rad}} = \sigma T_c^4 H/\lambda\Delta T$ – радиационное число; α – коэффициент температуропроводности, $м^2 \cdot с^{-1}$; β – коэффициент объемного расширения, $К^{-1}$; ν – кинематическая вязкость, $м^2 \cdot с^{-1}$; g – ускорение свободного падения, $м \cdot с^{-2}$; H – размер корпуса, м; σ – постоянная Стефана–Больцмана, $Вт \cdot м^{-2} \cdot К^{-4}$; Ψ – безразмерная функция тока; ω – безразмерная завихренность; Θ – безразмерная температура жидкости; Θ_{hs} – безразмерная температура источника; Θ_w – безразмерная температура стенок; f – частота нагрева, $с^{-1}$; ε – коэффициент излучения; γ – температурный параметр; λ – коэффициент теплопроводности жидкости, $Вт/(м \cdot К)$; λ_{hs} – коэффициент теплопроводности источника, $Вт/(м \cdot К)$; λ_w – коэффициент теплопроводности стенок, $Вт/(м \cdot К)$; $\lambda_{rel} = \lambda_w/\lambda$ – относительный коэффициент теплопроводности; τ – безразмерное время; l_w – безразмерная толщина стенки.

Литература

1. Зигель Р., Хауэлл Д. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. – 933 с.
2. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. – 656 с.
3. Mikhailenko S. A., Sheremet M. A. Convective heat transfer combined with surface radiation in a rotating cavity with a local heater // Numerical Heat Transfer. Part A: Applications. 2017. Vol. 72, No. 9. P. 697–707.

УДК 536.24

ТЕПЛООТДАЧА ЗА ПРЕПЯТСТВИЕМ В КАНАЛЕ В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

В. М. Молочников[1,2], А. Б. Мазо[3], Е. И. Калинин[3], А. В. Малюков[1]

[1]Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН», г. Казань, Россия
[2]Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия
[3]Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия

Введение. Локальные неоднородности поверхности в форме поперечных выступов часто используются для увеличения теплоотдачи в каналах различных энергетических установок. Пристенная интенсификация теплоотдачи при обтекании выступов наиболее значительна при низких числах Рейнольдса, соответствующих ламинарному режиму течения в гладком канале. В этом случае установка поперечных выступов приводит к более ранней турбулизации потока. Механизм ламинарно-турбулентного перехода в прямоугольном канале с поперечным полуцилиндрическим выступом и формирование крупномасштабных вихревых структур, сопровождающих переход, детально исследовались экспериментально и численно в работе авторов [1]. Образование вихрей и турбулизация потока в канале сопровождаются локальной интенсификацией теплоотдачи. Дополнительное увеличение теплоотдачи за препятствием возможно при целенаправленном воздействии на вихревую структуру вынужденными пульсациям скорости потока. Эффективность этого способа для обтекания препятствий турбулентным потоком показана в [2].

В настоящей работе представлены результаты прямого численного моделирования течения и теплообмена за препятствием в пульсирующем внешнем потоке на режимах перехода к турбулентности. Выполнена верификация результатов расчета. Показано, что за счет вынужденной нестационарности можно получить дополнительный прирост теплоотдачи за препятствием. Выявлена взаимосвязь увеличения теплоотдачи с особенностями вихревой структуры течения.

Методика выполнения исследований. Математическая постановка задачи обтекания полуцилиндрического выступа в канале включала решение системы трехмерных нестационарных уравнений Навье–Стокса в безразмерных естественных переменных для несжимаемой жидкости и уравнения конвективного переноса тепла. Интегрирование определяющей системы уравнений проводилось в пакете Ansys Fluent 14.5 по методу конечных объемов второго порядка. На твердых стенках ставились граничные условия прилипания, и задавалась температура, а во входном сечении – равномерный профиль единичной продольной скорости и нулевое избыточное давление. Безразмерная температура потока на входе принималась равной нулю, а стенки – единице. В пульсирующем потоке на входе в канал задавался равномерный единичный профиль скорости с наложенной пульсацией скорости заданной частоты и амплитуды. В выходном сечении канала ставились «конвективные» (неотражающие) граничные условия.

Геометрия расчетной области представлена на рис. 1. Высота канала $H = 20$ мм, ширина $B = 50$ мм и длина $L_1 + L_2 = 250$ мм ($L_1 = 106$ мм). Высота (радиус) выступа h составляла 3 мм. Прямое численное моделирование обтекания выступа пульсирующим потоком предполагает построение и решение сеточной схемы непосредственно для системы исходных уравнений без привлечения дополнительных полуэмпирических моделей и параметров. Расчетная сетка была построена с использованием композиционного подхода [3], в котором область расчета покрыта набором нескольких структурированных локально-ортогональных сеточных

фрагментов, соединенных неструктурированными вставками. Размерность сетки составляла порядка 10^6 ячеек с существенным сгущением вблизи твердых стенок и в области вихревого следа. Минимальный безразмерный шаг в направлении, перпендикулярном стенке препятствия, составлял 0.02. В области среднего следа характерный размер ячеек 0.15. Для разрешения пограничного слоя на стенках строилась сетка с минимальным шагом 0.01 в направлении нормали к стенке. Шаг схемы по времени был равен 0.05. Расчет течения проводился в диапазоне изменения числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = Uh/\nu = 69–480$, рассчитанного по средней скорости U и высоте выступа h. Частота f вынужденных пульсаций скорости потока варьировалась таким образом, что при каждом значении Re число Струхаля изменялось в диапазоне $\mathrm{Sh} = f\,h/U = 0{,}07–0{,}44$. Относительная амплитуда пульсаций $\beta = A/U$ принадлежала интервалу 0.07–0.3. Расчеты теплоотдачи выполнялись при Re = 136; 233 и 378, числах Струхаля от 0.045 до 0.13 и относительной амплитуде пульсаций 0.15.

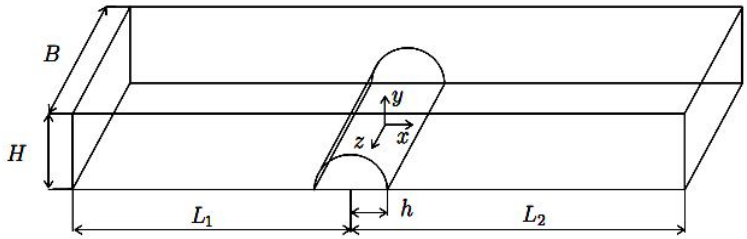


Рис. 1. Геометрия расчетной области

Результаты исследований. Выполнено сопоставление визуальной картины течения, полученной изображением трассеров (невесомых меченых частиц в потоке), с результатами визуализации течения методом дымящейся проволочки в эксперименте. Эксперименты проводились в специализированной установке, геометрия рабочего участка которой практически точно соответствовала расчетной области исследуемого течения. Отличие заключалось в том, что в экспериментах участок был снабжен плавным входом, выполненным по лемнискате Бернулли, со степенью поджатия 6:1. Воздух в рабочем участке приводился в движение вакуумным насосом, а требуемое значение расхода задавалось и поддерживалось постоянным при помощи набора критических сопел. Вынужденные пульсации потока создавались динамической головкой, установленной на выходе из рабочего участка. Установлено удовлетворительное соответствие пространственных масштабов вихревых структур и интервалов между ними, полученных в результате численного моделирования и дымовой визуализации потока (рис. 2) как при числах Рейнольдса, соответствующих начальным этапам формирования поперечных вихрей, так и на режимах, близких к развитой турбулентности в канале.

Результаты расчетов показали, что под воздействием вынужденных пульсаций за выступом формируется «разгонный» вихрь, который на начальной стадии формирования близок к двумерному. Протяженность вихря по ширине канала определяется числами Рейнольдса и Струхаля. Во всех случаях частота схода «разгонных» вихрей подстраивается под частоту вынужденных пульсаций потока. С увеличением числа Рейнольдса или частоты вынужденных пульсаций «размах» цилиндрической части вихря увеличивается, а размеры областей спиралевидного движения жидкости по ширине канала сокращаются. При дальнейшем движении вниз по потоку сформировавшийся вихрь распадается на две или три (в зависимости от частоты вынужденных пульсаций) вихревые структуры, которые также при дальнейшем движении дробятся на более мелкомасштабные структуры.

Показано, что в стационарном потоке максимум локальных значений коэффициента теплоотдачи и, соответственно, наибольшая интенсификация теплоотдачи наблюдается на некотором расстоянии от препятствия. С удалением от препятствия значение коэффициента теплоотдачи снижается. При этом наибольший прирост коэффициента теплоотдачи по ши-

рине канала наблюдается в областях, примыкающих к его боковым стенкам, что объясняется влиянием спиралевидного движения, переносящего нагретые массы жидкости от ближних к боковым стенкам канала областей к центру канала.

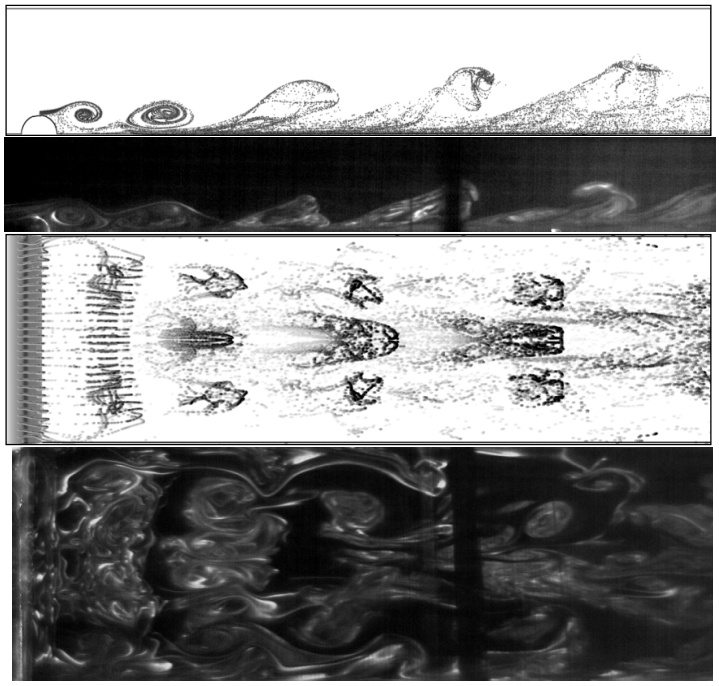


Рис. 2. Сопоставление результатов расчета (*а*, *в*) и эксперимента (*б*, *г*) при Re = 274, Sh = 0,12, β = 0,15*: а*, *б* – в плоскости *xy*; *в*, *г* – в плоскости *xz* на расстоянии 3 мм от нижней стенки участка

В пульсирующем потоке разгонный вихрь в начальной стадии формирования находится на некотором удалении от нижней стенки канала, поэтому вблизи выступа значительного увеличения коэффициента теплоотдачи не происходит. После дробления цилиндрического вихря на вихревые сгустки они взаимодействуют со стенкой канала, интенсифицируют массо- и теплообмен, и приводят к росту локальных мгновенных и осредненных значений коэффициента теплоотдачи за выступом (рис. 3). При этом по ширине канала, в зависимости от числа Рейнольдса, реализуется от двух до 5–7 локальных максимумов среднего значения коэффициента теплоотдачи.

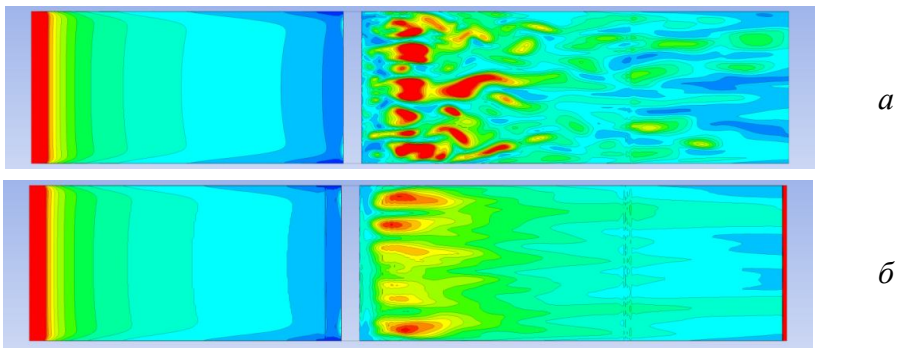


Рис. 3. Распределение мгновенного (*а*) и среднего (*б*) коэффициента теплоотдачи (числа Нуссельта) по стенке за выступом при Re = 378, *f* = 80 Гц и β = 0,15

Установлено, что вынужденные пульсации потока приводят к интенсификации средней теплоотдачи на стенке канала за выступом. При этом в области Re, при которых в стационарном внешнем потоке за выступом формируются крупномасштабные вихревые структуры, прирост среднего коэффициента теплоотдачи составляет 30–35%. Однако наибольшая ин-

тенсификация (до 70%) наблюдается в области меньших чисел Рейнольдса, при которых в стационарном потоке за выступом образуется устойчивая замкнутая отрывная область и вихревые структуры в слое смешения еще не формируются.

Заключение. Представлены результаты прямого численного моделирования теплоотдачи за поперечным выступом в канале в пульсирующем потоке. Показано удовлетворительное соответствие гидродинамической структуры течения на различных этапах перехода к турбулентности в следе за выступом, полученной в результате расчета и эксперимента. Показана возможность дополнительной интенсификации теплоотдачи за выступом при помощи вынужденных пульсаций потока. Увеличение средней теплоотдачи составляет от 30 до 70% в зависимости от числа Рейнольдса среднего течения. Максимум прироста теплоотдачи наблюдается в среднем следе за выступом.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ, проект 20-61-47068 (апробация численной процедуры) и гранта РФФИ, проект 20-08-00621 (научные результаты).

Литература

1. Molochnikov V. M., Mazo A. B., Kalinin E. I., Malyukov A. V., Okhotnikov D. I., Dushina O. A. Formation and turbulent breakdown of large-scale vortical structures behind an obstacle in a channel at moderate Reynolds numbers // Physics of Fluids. 2019. Vol. 31, No. 10. P. 104104.

2. Davletshin I. A., Mikheev N. I. Flow structure and heat transfer during the separation of a pulsating flow // High Temperature. 2012. Vol. 50, No. 3. P. 412–419.

3. Kalinin E. I., Mazo A. B., Isaev S. A. Composite mesh generator for CFD problems // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. IOP Publishing, 2016. Vol. 158, No. 1. P. 012047.

УДК 532.5.013.4, 532.5.032

МЕХАНИЗМЫ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ КАК ИНСТРУМЕНТ СМЕШИВАНИЯ ЖИДКОСТЕЙ В МИКРОРЕАКТОРАХ ПРОТОЧНОГО ТИПА

Е. А. Мошева, А. И. Мизев, А. В. Шмыров

Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия

Одним из типов реакторов, используемых при синтезе ценных химических и фармацевтических соединений, является проточный реактор, который основан на непрерывном синтезе продукта в потоке. В последнее время в связи с интересами малотоннажного производства, в основном в фармацевтической промышленности, наблюдается тенденция к миниатюризации такого типа реакторов [1, 2]. Использование микрореакторов, объёмом от мкл до мл, позволяет легко осуществлять контроль над процессами тепло- и массопереноса, временем реакции и скоростью потоков, что является ключом к получению химических соединений, отличающихся высокой степенью чистоты и качеством. С другой стороны, работа на малом масштабе осложнена проблемой смешения потоков. В проточных реакторах используются два основных механизма перемешивания: диффузионный и/или конвективный. Использование диффузии в качестве главного инструмента перемешивания требует наличия высоких градиентов диффундирующих компонент и использования каналов всё меньшего поперечно-

го сечения, что приводит к росту затрат энергии для прокачки жидкости по микрореактору. Более того, выход продукта при такой миниатюризации значительно сокращается. В связи с этим наиболее распространенными являются реакторы субмиллиметрового размера, в которых диффузионный механизм перемешивания оказывается совсем неэффективным. Проблема решается с помощью организации в канале вынужденной конвекции, посредством микросмесителей. В зависимости от способа индуцирования перемешивания реакторы подразделяются на активные и пассивные. Активный микросмеситель требует приложения внешней энергии, например, электрокинетической, магнитной или тепловой. Пассивный микросмеситель более выгоден, так как не требует энергетических затрат извне. Перемешивание в нём осуществляется благодаря сложной геометрии канала и/или сложному рельефу его границ. Несмотря на доказанную эффективность предложенных решений проблемы перемешивания, рациональнее и выгоднее с точки зрения энерго- и ресурсосбережения использовать в качестве перемешивающей силы механизмы естественной конвекции, которые, не требуя ни энергетических, ни финансовых затрат, также способны обеспечить эффективное перемешивание. Инженеры, как правило, не рассматривают возможность использования механизмов естественной конвекции, интенсивность которой априори считается слабой на малых масштабах микрореакторов. В настоящем докладе представлены результаты экспериментального исследования, демонстрирующие эффективность механизма естественной конвекции при смешении жидкостей в проточном канале Y-типа. В качестве перемешивающего инструмента исследуется неустойчивость двойной диффузии [3, 4], возникающая в поле силы тяжести, при наличии в потоке нескольких растворенных веществ, имеющих разную скорость диффузии.

Эксперименты выполнены в узком канале прямоугольного сечения высотой 1.5 мм и толщиной 0.2 мм (рис. 1). С одной стороны канал оснащён смесителем Y-типа с фиксированной величиной угла между его входами. Оба входа смесителя подключены к насосу, посредством которого осуществляется подача жидкостей в канал с заданной скоростью. На другом конце канала происходит отвод прокаченной смеси. Через нижний вход Y-смесителя подаётся более тяжёлая (более плотная) жидкость, через верхний – более лёгкая (менее плотная). Таким образом, в канале формируется двухслойная система смешивающихся жидкостей с изначально устойчивой стратификацией по плотности. Стенки используемого канала выполнены из стеклянных пластин, что позволяет использовать оптические методы исследования. Для визуализации нестационарного распределения концентрации веществ в проточном канале Y-типа в условиях развития неустойчивости двойной диффузии используется сдвиговый интерферометр с записью изображения в режиме реального времени при помощи видеокамеры с высоким пространственным и временным разрешением. В качестве рабочих жидкостей использовались водные растворы неорганических солей, обладающих разной скоростью диффузии. Все опыты были проведены при температуре окружающей среды (23 ± 1) ºС.

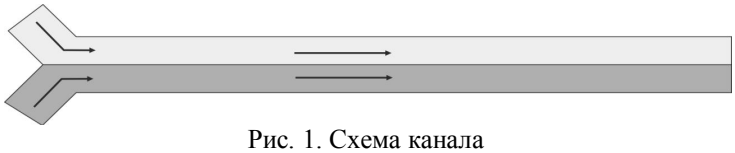


Рис. 1. Схема канала

В зависимости от соотношения коэффициентов диффузии веществ, растворенных в верхнем и нижнем слоях, наблюдаются два типа неустойчивости двойной диффузии. В первой серии экспериментов водный раствор вещества, обладающего большей скоростью диффузии, подавался в верхний слой системы. При этом в двухслойной системе развивается конвекция двойного слоя. На рис. 2 приведена интерферограмма, демонстрирующая распределение вещества в потоке в случае данной неустойчивости. Диффузия распределяет плотность в системе таким образом, что внутри переходной зоны контакта слоёв формируются два подслоя, устойчивые по отношению друг к другу и неустойчивые по отношению к ис-

ходным слоям. Такое распределение плотности приводит к формированию конвективного движения в виде пальчиковой структуры, симметрично распространяющейся в обе стороны от зоны контакта. При этом сама зона остается неподвижной и сужается, что препятствует процессу смешения. Экспериментально продемонстрирована неэффективность перемешивания с помощью данного типа неустойчивости.

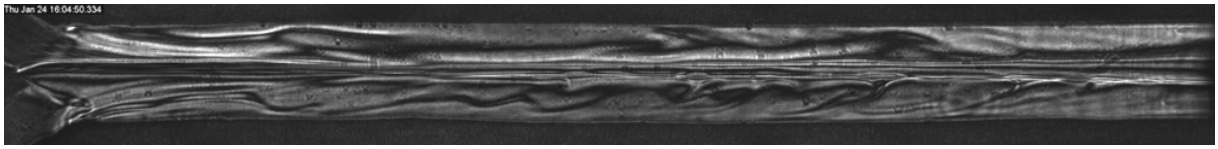


Рис. 2. Интерферограмма, демонстрирующая распределение вещества вдоль канала в случае развития неустойчивости двойного слоя

Во второй серии экспериментов водный раствор вещества, обладающего большей скоростью диффузии, подавался в нижний слой системы. При этом в двухслойной системе развивается конвекция двойной диффузии. На рис. 3 приведена интерферограмма, демонстрирующая распределение вещества в потоке в случае данной неустойчивости. Здесь разная скорость диффузии растворенных компонент приводит к образованию внутри переходной зоны контакта двух подслоев, являющихся неустойчивыми по отношению друг к другу. В этом случае возникает конвективное движение в виде пальчиковых структур, распространяющихся, как и в предыдущем случае, в обе стороны от зоны контакта, но проходящих сквозь друг друга, быстро перемешивая начальную зону контакта и исходные слои.

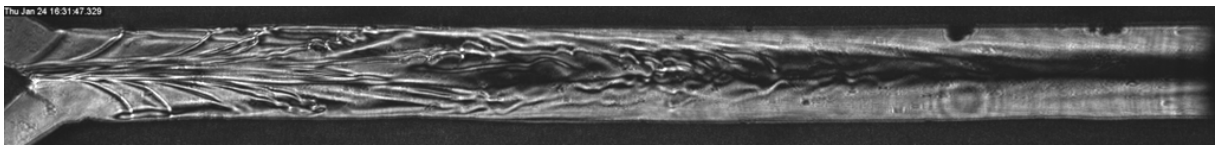


Рис. 3. Интерферограмма, демонстрирующая распределение вещества вдоль канала в случае развития неустойчивости двойной диффузи

Таким образом, впервые экспериментально продемонстрирована возможность использования различий физико-химических параметров жидких реагирующих сред для развития гидродинамических неустойчивостей гравитационной природы в проточных микрореакторах. Показано, что развитие неустойчивости двойного слоя (DLC) приводит к снижению эффективности перемешивания даже по сравнению с чисто диффузионным случаем, тогда как неустойчивость двойной диффузии (DD) достаточно быстро гомогенизирует смесь. Показано, что при применении конвективных механизмов перемешивания длина смешения может быть уменьшена на порядок по сравнению с перемешиванием диффузионными механизмами или за счет создания рельефа границ канала. Обнаруженные в исследовании эффекты должны обязательно учитываться при разработке микрореакторных систем для снижения энергозатрат и оптимизации процесса синтеза.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-551.2020.1 и поддержке правительства Пермского края (С-26/788).

Литература

1. Reschetilowski W. Microreactors in Preparative Chemistry. Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2013. – 352 p.

2. Jensen K. F. Microreaction engineering – is small better? // Chemical Engineering Science. 2001. Vol. 56. P. 293–303.

3. Stern M. E. The «salt-fountain» and thermohaline convection // Tellus. 1960. Vol. 12, No. 2. P. 172–175.
4. Turner J. S. Buoyancy effects in fluids. Cambridge, UK: Cambridge university press, 1979. – 412 p.

УДК 621.565.952.78

ВЛИЯНИЕ УГЛА НАКЛОНА ОДНОРЯДНОГО ПУЧКА ИЗ ТРУБ С ЛЕНТОЧНЫМ ОРЕБРЕНИЕМ НА ТЕПЛООТДАЧУ ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

А. В. Новожилова, З. Г. Марьина, А. Ю. Верещагин, М. Комаревцев

Северный (Арктический) федеральный университет им. М. В. Ломоносова, г. Архангельск, Россия

Возрастающие требования энергосбережения, которые составляют технологическую политику России, привели к расширению применения в аппаратах и установках промышленной энергетики тепловых процессов с естественной конвекцией. Интенсификация теплообмена при свободной конвекции достигается за счет различных типов оребрения. Широкое распространение получили биметаллические ребристые трубы (БРТ) с ленточным оребрением. Они распространены в системах вентиляции и воздушного отопления зданий, при воздушном охлаждении мощных полупроводниковых преобразователей энергии, в системах аварийного расхолаживания ядерных реакторов, в воздушных конденсаторах паротурбинных установок ТЭЦ, в сухих градирных установках охлаждения оборотной воды предприятия и др. Они могут иметь различную ориентацию в пространстве. Как показали исследования при вынужденной конвекции [1], данный тип труб имеет наибольшую энергетическую эффективность при меньшем расходе алюминия. Исследования этих труб при свободной конвекции не проводились.

При изучении свободной конвекции обычно применяются эмпирические критериальные зависимости [2–7]. Получение расчетных формул для пучка труб из БРТ с ленточным оребрением при различных углах наклона и было задачей исследования. Особенно актуально обобщение полученных результатов единой зависимостью с учетом геометрических параметров пучка и угла его наклона.



Рис. 1. Пространственное расположение модели однорядного пучка

Схема экспериментальной установки для проведения исследований теплоотдачи при естественной конвекции воздуха в пучках оребренных труб приведена в [8]. Модель экспериментального пучка с помощью подвесов устанавливалась в специальной камере с размерами 1400×800×1000 мм, которая необходима для исключения влияния движения воздушных потоков в помещении на условия проведения опытов (рис. 1). Эксперименты проводились в условиях полного теплового моделирования, когда греются все трубы пучка.

Конструкция экспериментальной ребристой трубы показана на рис. 2. Нагревательный элемент трубы выполнен в виде спирали из нихромовой проволоки

диаметром 0,5 мм, который устанавливался в кварцевую трубку. Пространство между несущей латунной и кварцевой трубками для устранения внутренних конвективных токов воздуха и равномерного прогрева трубки заполнялось чистым просеянным и прокаленным песком.



Рис. 2. Конструкция нагреваемой трубки

На трубе-калориметре заложены четырнадцать хромель-копелевых термопар у основания ребер вдоль образующей трубы со сдвигом относительно друг друга на угловое расстояние 30° для регистрации средней температуры.

В проводимых опытах использовались промышленные биметаллические трубы с ленточным оребрением, изготовленные ЗАО «Октябрьскхиммаш» и применяемые в аппаратах воздушного охлаждения. Диаметр несущей трубы $d_н$ = 25 мм, толщина стенки δ = 2 мм, геометрические параметры оребрения: наружный диаметр ребра d = 48 мм; диаметр у основания ребра $d_0 = d–2h$ = 25,8 мм; высота ребра h = 11,1 мм; шаг ребра s = 3,125 мм; средняя толщина ребра Δ = 0,35 мм; коэффициент оребрения трубы φ = 11,2.

Результаты опытов обрабатывались и представлялись в числах подобия Нуссельта и Рэлея

$$\mathrm{Nu} = \frac{\alpha_к d_o}{\lambda}, \qquad \mathrm{Ra} = \mathrm{GrPr} = \frac{g\beta d_0^3 (t_{ст} - t_o)}{\nu a}. \tag{1}$$

За определяющий размер для удобства практических расчетов был принят диаметр трубы по основанию ребер d_o.

Опыты проводились при температуре окружающего воздуха t_o = 19–21 °С, при этом температура алюминиевой оболочки у основания ребра изменялась в диапазоне t_o = 30–190 °С.

Проведено исследование естественно-конвективной теплоотдачи шести опытных моделей однорядных пучков с поперечными шагами: S_1 = 58; 61; 64; 70; 76; 86 мм, которым соответствовали относительные шаги $\sigma_1 = S_1/d_1$ = 1,208; 1,271; 1,333; 1,458; 1,583; 1,792. Трубные пучки устанавливали под различными углами к горизонту: ω = 0; 15; 30; 45; 60° (см. рис. 1).

Экспериментальные данные для каждой серии опытов по конвективной теплоотдаче с погрешностью не более ±5% аппроксимировались уравнением вида

$$\mathrm{Nu} = A\mathrm{Ra}^n. \tag{2}$$

Значения коэффициентов A и n в диапазоне применения числа Рэлея приведены в таблице.

Увеличение поперечного шага снижает теплоотдачу пучка (рис. 3) при всех углах наклона пучка. В самом тесном пучке с шагом 58 мм при увеличении угла наклона наблюдается снижение теплоотдачи труб на 32%. Это связано с тем, что изменяется его аэродинамика из-за сжатия проходного сечения в вертикальном направлении движения воздуха и подогрева набегающего воздуха нижестоящими трубами. При увеличении шага разбивки труб в пучке снижение теплоотдачи становится менее заметным. Так, при шаге 61 и 64 мм при увеличении угла наклона теплоотдача снижается на 20%, а начиная с 76 мм снижение теплоотдачи не превышает 5%.

Обобщенная зависимость для однорядных пучков из БРТ с ленточным оребрением φ = 11,2 с учетом относительных поперечных шагов и угла наклона имеет вид

$$\mathrm{Nu} = 1{,}57 \cdot 10^{-2} \sigma_1^{-0{,}53} \cos^{0{,}18}\omega \mathrm{Ra}^{0{,}45}. \tag{3}$$

Коэффициенты A и n в для однорядных пучков из труб с φ = 11,2

S_1, мм	Коэффициенты	ω				
		0°	15°	30°	45°	60°
58	A	0,0067	0,0069	0,0075	0,0109	0,0091
	n	0,525	0,5191	0,5012	0,4588	0,4635
61	A	0,0061	0,0073	0,0083	0,0069	0,0151
	n	0,5306	0,5132	0,4976	0,5081	0,4303
64	A	0,009	0,0096	0,0097	0,0129	0,0108
	n	0,4917	0,4868	0,4825	0,4497	0,4597
70	A	0,0081	0,0086	0,0118	0,0144	0,0167
	n	0,4912	0,4857	0,4568	0,435	0,4191
76	A	0,0092	0,0074	0,007	0,0099	0,01
	n	0,4747	0,495	0,4987	0,4677	0,4622
86	A	0,0051	0,0082	0,0126	0,0117	0,0137
	n	0,5178	0,4786	0,4428	0,4444	0,432
100	A	0,0147	0,0064	0,0143	0,0095	0,0146
	n	0,4214	0,4957	0,4255	0,4633	0,4271

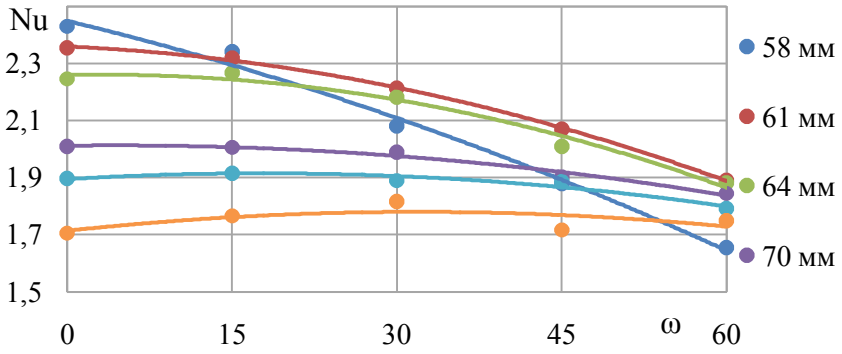


Рис. 3. Теплоотдача однорядных наклонных пучков

Среднее отклонение ±6,6% (рис. 4) наблюдается в диапазоне чисел Рэлея $(0{,}47–3{,}5)\cdot10^5$ и относительных поперечных шагов σ_1 = 1,208–2,083.

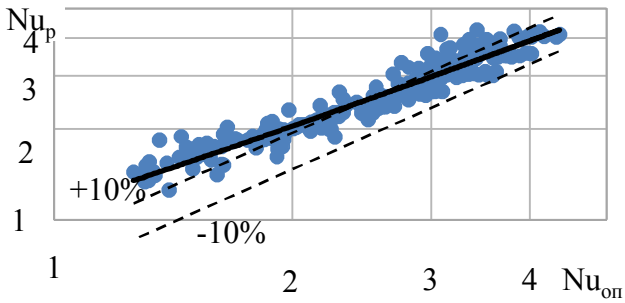


Рис. 4. Отклонение расчетных значений от опытных данных

В заключение стоит отметить, что данную формулу можно использовать при инженерном проектировании аппаратов воздушного охлаждения, работающих в режиме свободной конвекции. Применение наклонных пучков с большим шагом позволяет уменьшить габариты аппарата без заметного снижения теплоотдачи.

Литература

1. Пиир А. Э., Верещагин А. Ю. Сопоставление эффективности пучков из труб с различными коэффициентами оребрения и термическим контактным сопротивлением // Материалы науч.-практ. конф. «Перспективы и проблемы освоения нефтегазовых месторождений приарктической зоны России». Архангельск: САФУ, 2016. С. 169–174.

2. Гебхарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р. Л., Саммакия Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен. В 2-х кн.: пер. с англ. М.: Мир, 1991. – 528 с.

3. Джалурия Й. Естественная конвекция: Тепло- и массообмен. Пер. с англ. М.: Мир, 1983. – 400 с.

4. Мартыненко О. Г., Соковишин Ю. А. Свободно-конвективный теплообмен: Справочник. Минск: Наука и техника, 1982. – 400 с.

5. Невенкин С., Сендов С. Критериальные уравнения теплообмена труб с круглыми ребрами в условиях естественной конвекции // Научные труды теплотехники. Высш. техн. учебн. заведения. 1973. Т. 1. С. 191–198.

6. Топоркова М. А., Кунтыш В. Б., Пиир А. Э. Исследование теплоотдачи спирально-оребренных труб аппаратов воздушного охлаждения в условиях естественной конвекции / Архангел. лесотехн. инст. Архангельск, 1978. – 11 с. Деп. в НИИЭинформэнергомаш 07.09.78 г. № 29-9Р.

7. Кунтыш В. Б., Топоркова М. А. Метод расчета подогрева сушильного воздуха в калориферах из труб с накатными ребрами // Актуальные направления развития сушки древесины: тез. докл. Всесоюз. конф. 8–12 сент. 1980 г. Архангельск, 1980. С. 203–207.

8. Самородов А. В. Совершенствование методики теплового расчета и проектирования аппаратов воздушного охлаждения с шахматными оребренными пучками: автореф. дис. … канд. техн. наук. СПб, 1999. – 24 с.

УДК 536.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ГАЗОКАПЕЛЬНОМ ПОТОКЕ ЗА ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ДИФФУЗОРА

М. А. Пахомов, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Введение. Отрывные течения за внезапным расширением трубы или канала широко используются в различных технологических приложениях. Отрывные потоки в трубах или каналах имеют крайне простую геометрию течения, но его структура довольно сложна для исследования. Пограничный слой срывается после внезапного расширения поперечного сечения трубы или канала, образуя область сдвигового слоя смешения. При отрыве образуется значительная по своим размерам (несколько высот уступа) зона рециркуляции течения. Ее протяженность зависит от геометрии течения, степени турбулентности, скорости потока, градиента давления и предыстории движения потока [1]. Наличие отрывной зоны во многом определяет интенсивность процесса передачи импульса, теплоты и массы в таких течениях.

Такие потоки являются одним из самых простых случаев отрывного течения. Однако, несмотря на относительную простоту такого течения, ряд его особенностей остаются малоизученными, а результаты могут быть противоречивыми, что вероятно, объясняется сложностями исследований процессов переноса в ограниченных каналах (трубах) [1]. Одним из ос-

новных параметров, оказывающих влияние на рассматриваемое течение, является продольный градиент давления (ПГД), который может принимать как положительное, так и отрицательное значение. Следует отметить, что в литературе исследованию характеристик турбулентного однофазного течения в диффузорах при отсутствии внезапного расширения трубы или канала посвящено достаточное количество работ. Теплообмен в таких течениях изучен в заметно меньшей мере.

В данной работе выполнено численное исследование влияния угла раскрытия диффузора на локальную структуру и теплоперенос отрывного газокапельного потока за внезапным расширением осесимметричного диффузора.

Математическая модель. Рассмотрена задача о динамике двухфазного турбулентного газокапельного потока при наличии теплообмена со стенками трубы после ее внезапного расширения. При решении используется система осесимметричных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (Reynolds Averaged Navier–Stokes−RANS) уравнений с учетом обратного влияния частиц на процессы переноса в газе. Эйлеров подход часто применяется для моделирования двухфазных газокапельных течений (см., например, [2−5]. Схематическое представление течения приведено на рис. 1. Объемная концентрация дисперсной фазы мала ($\Phi_1 = M_{L1}\rho/\rho_L < 2\cdot10^{-4}$). Частицы достаточно мелкие ($d_1 < 100$ мкм), поэтому можно пренебречь эффектами их столкновений друг с другом. Здесь M_{L1} – начальная массовая концентрация капель, ρ и ρ_L – плотность газа и капель.

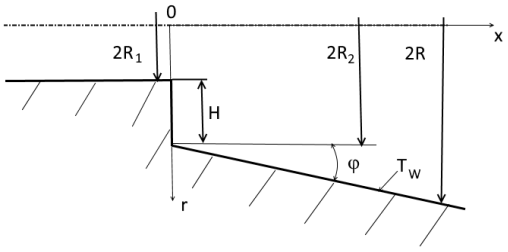


Рис. 1. Схема расчетной области

Результаты численных расчетов и их анализ. Все расчеты были проведены для монодисперсной газокапельной смеси на входе в расчетную область для случая опускного режима движения. Далее за сечением отрыва потока, где начинается нагрев стенки, происходит изменение размера капель за счет испарительных процессов, как по длине, так и по радиусу трубы. Численное исследование выполнено для следующего диапазона изменения начальных данных. Полуугол раскрытия диффузора составлял $\varphi = 0–5°$. Диаметр трубы до расширения $2R_1 = 20$ мм, после расширения диаметр трубы изменялся в диапазоне от $2R_2 = 60$ мм (при $\varphi = 0°$) до $2R = 147{,}5$ мм ($\varphi = 5°$), степень расширения трубы $ER = (R_2/R_1)^2 = 9$, высота ступеньки $H = 20$ мм и $R_2/R_1 = 1{,}5$ (см. рис. 1). Длина расчетного участка после расширения трубы составляла $X = 25H = 0{,}5$ м. Среднемассовая скорость воздуха перед отрывом составляла $U_{m1} = 15$ м/с, число Рейнольдса для газовой фазы $\mathrm{Re}_H = HU_{m1}/\nu \approx 2\cdot10^4$.

Радиальные распределения аксиальной компоненты скорости газовой фазы представлены на рис. 2 при вариации продольного градиента давления. Наличие продольного градиента давления оказывает существенное влияние на профиль скорости. Аналогичные результаты получены в [6] для однофазного режима течения. При увеличении угла раскрытия диффузора наблюдается уменьшение скорости воздуха и увеличение градиента скорости в продольном направлении. В поперечном направлении градиент скорости уменьшается за счет увеличения толщины слоя смешения. По мере роста угла φ наблюдается увеличение зоны рециркуляции течения. При малых углах раскрытия диффузора ($\varphi \le 2°$) к указанному сечению ($x/H = 15$) уже происходит присоединение потока и наблюдается восстановление течения. Тогда как при $\varphi = 3°$ и 5° присоединения течения не происходит и характерным является наличие ярко выраженной зоны возвратного течения.

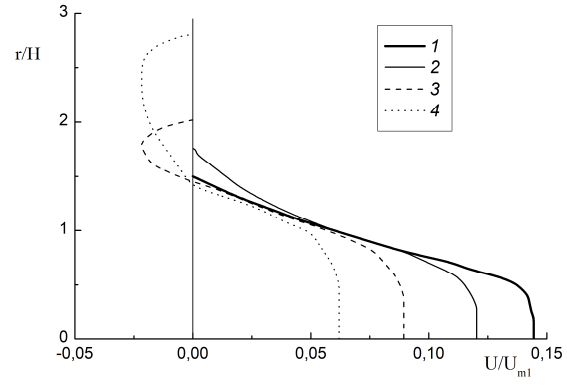


Рис. 2. Профили осредненных аксиальной скорости: *1* – φ = 0°, *2* – 1°, *3* – 2°, *4* – 5°. *ML*1 = 0,05, Stk = 0,4, d_1 = 30 мкм, U_{m1} = 15 м/с, Re = 2Ч10^4, H = 20 мм, $2R_1$ = 20 мм, $2R_2$ = 112,5 мм, ER = = $(R_2/R_1)^2$ = 9, T_W = = 373 K, $T_1 = T_{L1}$ = 293 K, x/H = 15

На рис. 3 приведены результаты численных расчетов по влиянию угла раскрытия диффузора (продольного градиента давления) на величину модификации трения на стенке в газокапельном отрывном потоке. Здесь $C_{f,\varphi=0}$ – коэффициент трения на стенке в двухфазном потоке при φ = 0° и при прочих равных условиях. Эти данные позволяют проанализировать в явном виде влияние ПГД на изменение трения на стенке в двухфазном потоке в осесимметричном диффузоре. Видно, что увеличение концентрации капель оказывает крайне незначительное влияние на величину трения на стенке. Аналогичные результаты получены ранее нами в [5] для отрывного газокапельного за внезапным расширением трубы при φ = 0°.

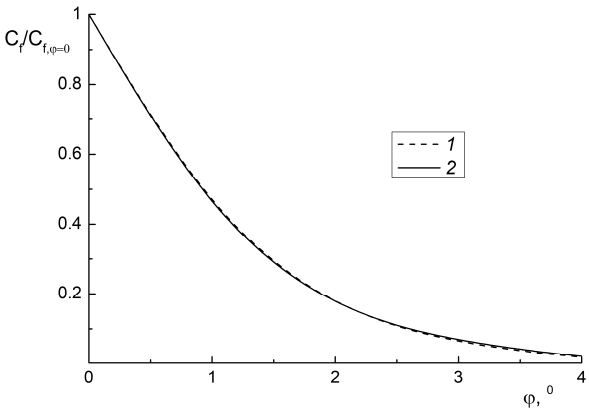


Рис. 3. Изменение максимальной величины модификации трения на стенке в двухфазном в двухфазном течении при изменении и параметра Кейса: *1* – M_{L1} = = 0,02, *2* – 0,05. d_1 = 30 мкм

Распределения локального числа Нуссельта по длине трубы при вариации угла раскрытия диффузора показаны на рис. 4. Число Нуссельта при постоянной величине температуры стенки определяется по следующей зависимости: $\mathrm{Nu} = -(\partial T/\partial y)_W H/(T_W - T_m)_W$, где $(\partial T/\partial y)_W$ – градиент температуры газовой фазы на стенке и T_m – среднемассовая температура газа в этом сечении. С увеличением угла раскрытия диффузора интенсивность теплообмена заметно снижается в сравнении с отрывным течением в трубе при φ = 0° (до 1.5 раз).

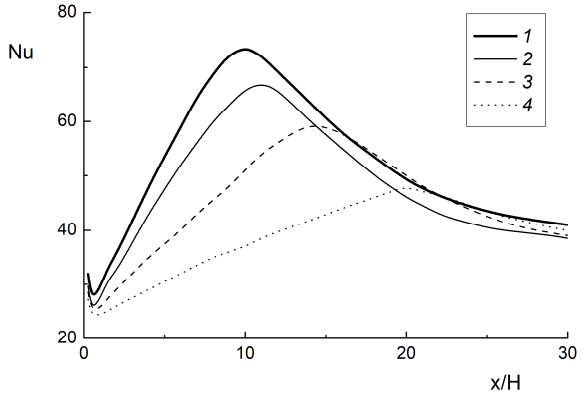


Рис. 4. Влияние угла расширения диффузора на теплообмен в газокапельном потоке. *1* – φ = 0°, *2* – 1°, *3* – 2°, *4* – 5°

Заключение. В работе представлены результаты численного моделирования влияния продольного градиент давления за внезапным расширением трубы на структуру двухфазного течения и локальный теплоперенос.

Показано, что наличие ПГД оказывает заметное влияние на профиль скорости. При увеличении угла раскрытия диффузор характерным является уменьшение скорости воздуха и увеличение градиента скорости в продольном направлении. В поперечном направлении градиент скорости уменьшается за счет увеличения толщины слоя смешения. При небольших углах раскрытия диффузора происходит незначительное увеличение длины зоны рециркуляции. Тогда как при $\varphi = 3°$ и 5° происходит существенное возрастание длины области отрывного течения и характерным является наличие ярко выраженной зоны возвратного течения. С ростом угла раскрытия диффузора коэффициент трения на стенке значительно уменьшается (в несколько раз). При $\varphi = 5°$ получено отрицательное трение на стенке и присоединения потока к стенке в рамках вычислительной области не происходит. С увеличением угла раскрытия диффузора увеличивается положительный градиент давления, что приводит к турбулизации течения. С увеличением угла раскрытия диффузора интенсивность теплообмена заметно снижается в сравнении с отрывным течением в трубе при $\varphi = 0°$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 18-19-00161).

Литература

1. Терехов В. И., Богатко Т. В., Дьяченко А. Ю., Смульский Я. И., Ярыгина Н. И. Теплообмен в дозвуковых отрывных потоках. Новосибирск: Изд-во НГТУ. 2016. – 239 с.

2. Zaichik L. I. A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows // Phys. Fluids. 1999. Vol. 11. P. 1521–1534.

3. Derevich I. V. Statistical modelling of mass transfer in turbulent two-phase dispersed flows. 1. Model development // Int. J. Heat Mass Transfer. 2000. Vol. 43. P. 3709–3723.

4. Beishuizen N., Naud B., Roekaerts D. Evaluation of a modified Reynolds stress model for turbulent dispersed two-phase flows including two-way coupling // Flow, Turbulence Combust. 2007. Vol. 79. P. 321–341.

5. Pakhomov M. A., Terekhov V. I. Second moment closure modelling of flow, turbulence and heat transfer in droplet-laden mist flow in a vertical pipe with sudden expansion // Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. Vol. 66. P. 210–222.

6. Терехов В. И., Богатко Т. В. Исследование аэродинамики и теплообмена отрывного течения в осесимметричном диффузоре при внезапном расширении трубы // ПМТФ. 2015. Т. 56, № 3. С. 147–155.

УДК 532.526.5

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТЬЮ КРУГЛОЙ ТРУБЫ СО СТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

И. А. Попов[1], А. Н. Скрыпник[1], Ю. В. Жукова[2], Т. А. Баранова[2], И. И. Жуковский[3]

[1] ФГБОУ ВО Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ (КНИТУ-КАИ), г. Казань, Россия
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[3]ООО «СПЕЦТЕПЛОБЕЛ», г. Минск, Республика Беларусь

Почти четверть века развивается научное направление, связанное с численным моделированием конвективного теплообмена при обтекании структурированных поверхностей, в том числе с нанесенными лунками. Расчетные работы по конвективному теплообмену при турбулентном обтекании поверхностей со структурированной шероховатостью классифицируются по использованным подходам к моделированию турбулентности. В настоящее время для прогнозирования характеристик отрывных течений и теплообмена криволинейных структурированных поверхностей используются подходы, основанные на решении осредненных по Рейнольдсу стационарных и нестационарных уравнений Навье–Стокса с замыканием с помощью полуэмпирических моделей турбулентности (RANS-URANS); на моделях отсоединенных (DES) и крупных (LES) вихрей, на прямом численном моделировании – (DNS) [1, 2].

В настоящей работе было проведено численное исследование конвективного теплообмена одиночных труб со структурированной внешней и внутренней поверхностью с целью определить по результатам наилучшую компоновку для пакета труб и для определения оптимального шага труб в пакете. Метод исследования – решение стационарных уравнений Рейнольдса, замкнутых с помощью модели переноса сдвиговых напряжений Ментера, уравнения неразрывности и уравнения энергии. Результаты численного исследования конвективного теплообмена труб со структурированной поверхностью сравнивались с гладкой трубой. Рассмотренные варианты труб со структурированной поверхностью представлены на рис. 1.

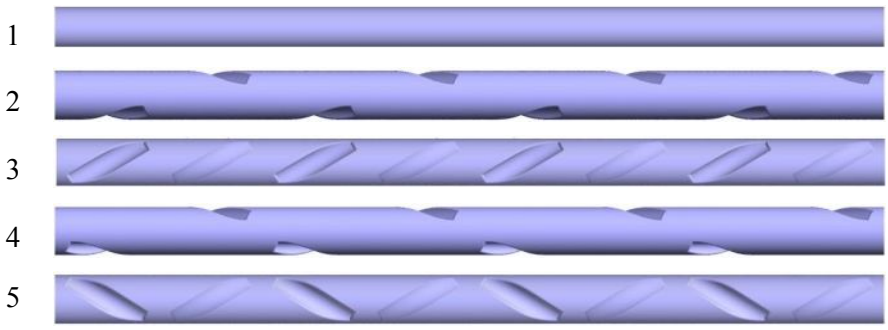


Рис. 1. Внешний вид структурированных труб и соответствующие им варианты расчетов

Как показано на рис. 2, гидравлические потери при ламинарном обтекании гладкой трубы и трубы со структурированной поверхностью близки, расхождение составляет доли процента. Необходимо отметить, что при малых числах Рейнольдса Re значительное влияние оказывают эффекты плавучести, поэтому первый расчет, проведенный для Re = 80, сделан не для режима вынужденной конвекции, а для режима естественной конвекции, что и определяет значительный разброс результатов по гидравлическим потерям (Eu – число Эйлера).

На рис. 3 значения средней теплоотдачи весьма близки для всех рассмотренных типов труб (Nu – число Нуссельта). Однако рассмотрев среднюю теплоотдачу трубы со внешней структурированной поверхностью, отнесенную к средней теплоотдаче гладкой трубы, можно отметить, что для труб (вариант 2 и вариант 4) с увеличением числа Рейнольдса наблюдается рост теплоотдачи – в пределах 5%. Также стоит отметить, что сопоставление результатов численного моделирования и экспериментальных данных [3] дает возможность оценить погрешность результатов численного моделирования в диапазоне 2–10%.

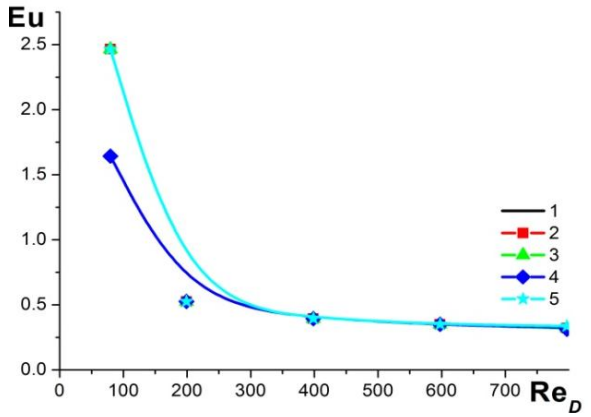


Рис. 2. Гидравлические потери при ламинарном поперечном обтекании одиночной круглой трубы со структурированной внешней поверхностью

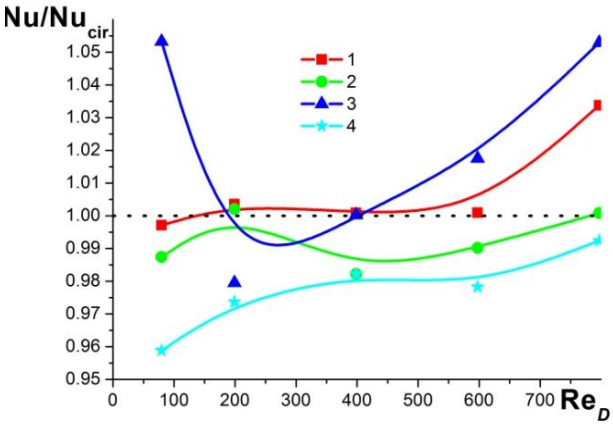


Рис. 3. Средняя теплоотдача одиночной круглой трубы со структурированной внешней поверхностью при ламинарном поперечном обтекании

Как показано на рис. 4, до угловой координаты 130° распределение локальной теплоотдачи для гладкой трубы и для трубы со структурированной внешней поверхностью имеет подобный характер и близко по величине. Нанесение рельефа на поверхность трубы изменяет течение в кормовой части трубы и приводит к росту теплоотдачи в диапазоне от 130° до 180°. При столкновении потока с трубой со структурированной внешней поверхностью при расположении интенсификаторов в миделевом сечении трубы возникают спиралевидные течения в нанесенном на поверхность трубы рельефе, приводящие к смещению точки отрыва и интенсификации теплообмена в кормовой части трубы. Кроме развития площади теплоотдающей поверхности, рост теплоотдачи будет обусловлен интенсифицирующим действием вихрей внутри нанесенного рельефа. Если же интенсификаторы размещаются в лобовой/кормовой части трубы, то в лобовой части они обтекаются безотрывно, а в кормовой части вносят возмущения в отрывную зону за трубой. Прирост теплоотдачи будет связан практически только с ростом площади теплоотдающей поверхности.

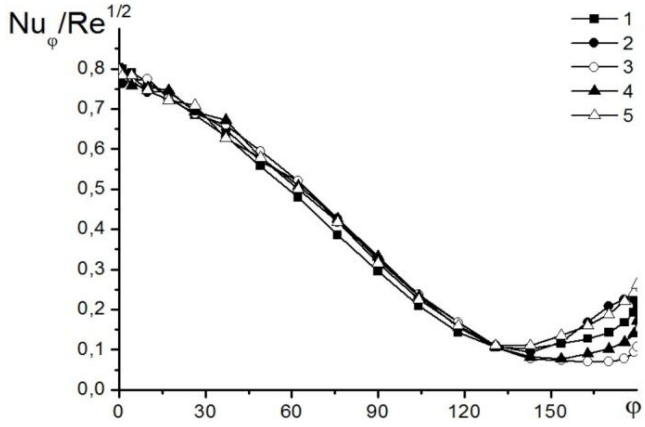


Рис. 4. Локальная теплоотдача при ламинарном поперечном обтекании одиночной круглой трубы со структурированной внешней поверхностью

Выводы

Проведенные исследования показывают, что при примерно равных гидравлических потерях гладкой трубы и труб со структурированной внешней поверхностью, прирост теплоотдачи наблюдается для труб вариант 2 и вариант 4. Таким образом, можно рекомендовать при сборке труб со структурированной поверхностью в пакет, устанавливать их таким образом, чтобы поток сталкивался с их гладкой частью, а структурированная часть поверхности трубы находилась в миделевом сечении. Кроме того, из проведенных исследований можно сделать вывод, что трубы, на поверхность которых рельеф наносится под углом 90° по отношению друг к другу (вариант 4) оказываются наиболее эффективными с точки зрения увеличения теплоотдачи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф18Р-035) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект 19-58-04006-бел-мол-а).

Литература

1. Wilcox D. C. Turbulence modeling for CFD. La Canada, California: DCW Industries, Inc., 1998. – 537 p.

2. Travin A., Shur M., Strelets M. and Spalart P. Detached-eddy simulations past a circular cylinder // Flow, Turbulence and Combustion. 1999. Vol. 63. P. 293–313.

3. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982. – 472 с.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АДИАБАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕНКИ ПРИ ОБТЕКАНИИ ПЛАСТИНЫ СВЕРХЗВУКОВЫМ ГАЗОКАПЕЛЬНЫМ ПОТОКОМ

С. С. Попович[1], А. Г. Здитовец[1], Н. А. Киселёв[1], Ю. А. Виноградов[1], Н. В. Медвецкая[2], М. М. Стронгин[1]

[1]НИИ механики МГУ, г. Москва, Россия
[2]ОИВТ РАН, г. Москва, Россия

Вследствие вязкой диссипации в пограничном слое сверхзвукового потока сжимаемого газа с числом Прандтля меньшим единицы (характерно для большинства газов) происходит перераспределение температуры торможения. В результате температура во внутренней части пограничного слоя оказывается ниже, а во внешней части – выше, чем температура торможения в основном потоке [1]. Если тепловой поток через стенку отсутствует, то температура торможения пристенного слоя газа принимает значение так называемой адиабатной температуры стенки $T_{a\mathrm{w}}^{*}$ (adiabatic wall temperature). На рис. 1 показаны профили статической (термодинамической) температуры и температуры торможения в пограничном слое при обтекании плоской стенки сверхзвуковым потоком.

В практике инженерных и научных расчётов адиабатная температура стенки $T_{a\mathrm{w}}^{*}$ определяется через коэффициент восстановления температуры r:

$$T_{aw}^{*} = T_0^{*} \frac{1 + r\dfrac{k-1}{2}\mathrm{M}^2}{1 + \dfrac{k-1}{2}\mathrm{M}^2}.$$

Чем выше скорость газового потока, тем больше его термодинамическая температура отличается от температуры торможения. Например, при звуковой скорости течения воздушного потока это отличие составляет 17%, а при числе Маха – 3–65%. Во многих прикладных задачах (теплозащита, безмашинное энергоразделение и т. п.) снижение адиабатной температуры поверхности относительно температуры торможения приводит к существенному повышению положительного эффекта [2–5]. Возникает вопрос, можно ли создать в потоке такие условия, при которых температура газа на поверхности адиабатной стенки была бы близка к термодинамической температуре потока – минимально возможной температуре потока.

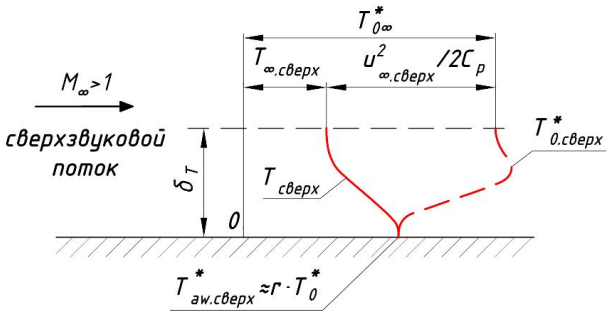


Рис. 1. Профиль температуры в тепловом пограничном слое при обтекании плоской стенки сверхзвуковым потоком сжимаемого газа

В исследованиях сверхзвуковых потоков уменьшение адиабатной температуры стенки фиксируется при продольном обтекании цилиндра за кольцевым ребром, на плоской стенке за ребром и ступенькой, на конической поверхности за различными обтекателями в форме сферы, цилиндра, конуса и диска [6–9]. Неравномерное распределение полной температуры в потоке с холодными областями в центральной области и горячими на периферии следа также наблюдается при течении трансзвукового потока в канале за срезом турбинной лопатки [10].

В работе [11] экспериментально показано, что температура адиабатной стенки, обтекаемой сверхзвуковым потоком влажного пара, может быть равна термодинамической температуре потока, если в потоке присутствуют капли воды определенного размера и концентрации. В работах [12, 13] в рамках двухконтинуальной модели сжимаемого газокапельного пограничного слоя в сверхзвуковом двухфазном ламинарном потоке на плоской стенке проведены расчеты потоков массы и энергии дисперсной фазы на обтекаемой поверхности. Показано, что наличие даже очень малой концентрации капель в основном потоке может приводить к значительному снижению температуры адиабатной стенки.

В данном экспериментальном исследовании приводятся результаты измерения температуры плоской адиабатной (непроницаемой для теплового потока) поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком с числом Маха M = 3.0. Исследовались два режима обтекания. Первый – однофазный поток сухого воздуха, второй – воздушно-капельный поток, состоящий из смеси сухого воздуха и мелкодисперсных водных капель. При малых концентрациях жидкая фаза практически не влияет на свойства основного газового потока, при этом сами капли могут охлаждаться до термодинамической температуры потока. Организовав выпадение охлажденных капель на стенку, возможно, удастся добиться существенного снижения температуры ее поверхности.

Работы проводились на сверхзвуковой установке АР-2, которая оснащена закрытой рабочей частью и плоским регулируемым сверхзвуковым соплом [14] (рис. 2). Размеры рабочего канала: длина – 450 мм, ширина – 70 мм, высота – 98 мм. В экспериментах регистрировалось изменение температуры обтекаемой поверхности (темп охлаждения). Измерения прово-

дились на поверхности нижней стенки (тепловизором FLIR ThermaCAM SC-3000 и термопарами), непосредственно стыкуемой к сверхзвуковому соплу. Визуализация картины течения осуществлялась теневым методом при помощи прибора ИАБ-451. Также при помощи лазерного ножа и фотоаппаратуры визуализировалось распределение капель в поперечных и продольных сечениях канала.

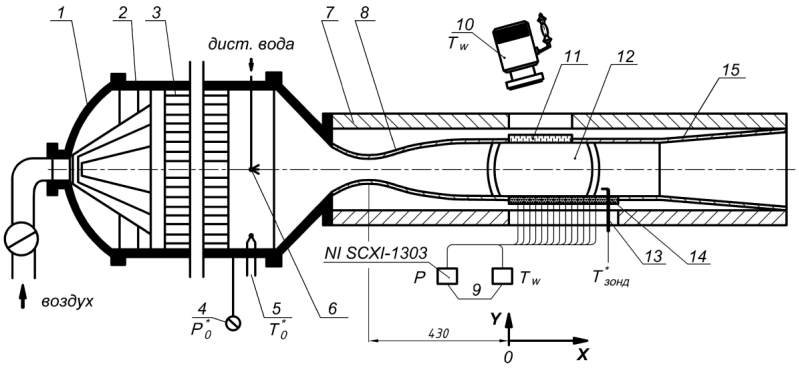


Рис. 2. Общий вид сверхзвуковой аэродинамической установки АР-2: 1 – форкамера; 2 – сборка конусов; 3 – хонейкомб; 4 – датчик для измерения давления торможения; 5 – термопара для измерения температуры торможения; 6 – набор центробежных форсунок; 7 – рабочий канал; 8 – плоское регулируемое сопло; 9 – датчики статического давления и термопары; 10 – ИК-камера (тепловизор); 11 – инфракрасный иллюминатор; 12 – иллюминатор из оптического стекла; 13 – зонд для измерения температуры в пограничном слое; 14 – экспериментальная модель; 15 –диффузор

Жидкость (дистиллированная вода) распылялась в воздушный поток в форкамере через центробежные форсунки немецкой фирмы Lechler с факелом распыла в форме полого конуса. Распыл осуществлялся через одну форсунку, расположенную в середине форкамеры. Данные о распределениях капель по размерам в зависимости от перепада давления на форсунках предоставлены фирмой-изготовителем.

В начальный момент времени температура торможения сухого воздуха и давление торможения в форкамере составляли T_0^*=294 К и P_0^*=0.6 МПа соответственно. Подача воды осуществлялась при избыточном давлении 300 и 600 кПа, которое поддерживалось постоянным в течение около 2 мин. Массовый расход воды составил до 0.5% от массового расхода воздуха (рис. 3). При подаче воды появлялась довольно интенсивная неравномерность в распределении адиабатной температуры по поверхности модели. Локальное снижение температуры составляло до 8 градусов по сравнению с течением сухого воздуха. Наличие капель в потоке приводило к образованию ледяных наростов на обтекаемой поверхности, которые, в свою очередь, становились источником скачков уплотнения, что вызывало сильную неравномерность в изменении статического давления и температуры на поверхности модели (рис. 4).

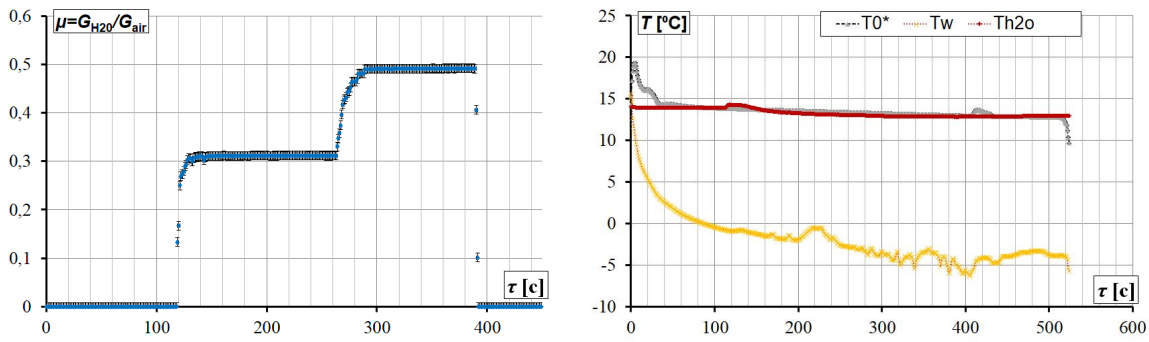


Рис. 3. Изменение в процессе эксперимента относительного массового расхода воды (слева); изменение температуры стенки при течении газокапельного потока на плоской стенке (справа)

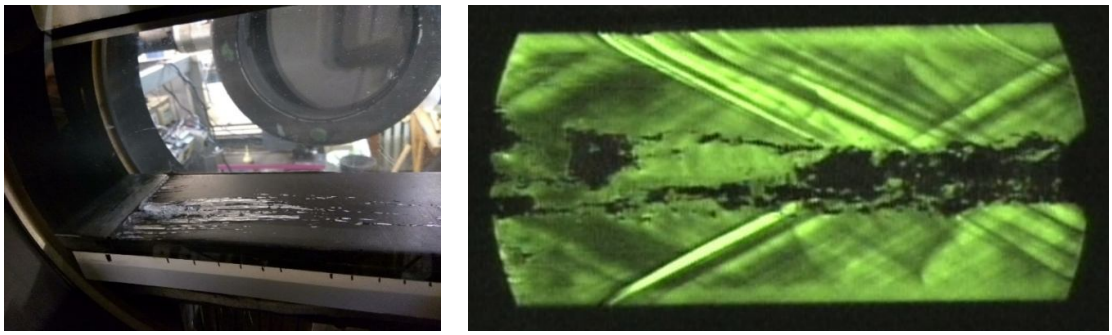


Рис. 4. Фотография выпадения конденсата из сверхзвукового воздушно-капельного потока на поверхность модели (слева); теневая визуализация картины течения (справа)

На режимах относительного расхода воды 0.3–0.5% существенно возрастала нестационарность течения воздушно-капельного потока, а именно частота появления сгустков жидкости. Наличие жидкости в потоке было видно невооруженным глазом. Визуализация структуры потока лазерным ножом показала, что после прохождения сверхзвукового сопла большая часть капель сосредоточена вблизи оси канала в виде пятна, форма и размеры которого зависят как от начальной массовой концентрации жидкости, так и от начального числа Маха потока.

Работа выполняется при поддержке РФФИ (грант 17-08-00130).

Обозначения

T_{aw}^{*} – температура адиабатной стенки, К; T_0^{*} – температура торможения, К; T_∞ – статическая температура в потоке, К; T_w – температура стенки, К; T_{H20} – температура воды, К; P – статическое давление, Па; δ_T – толщина теплового пограничного слоя, м; μ – относительный массовый расход воды; G – массовый расход, кг/с; k – показатель адиабаты; r – коэффициент восстановления температуры; u – скорость потока, м/с; М – число Маха.

Литература

1. Leontiev A. I., Zditovets A. G., Vinogradov Y. A., Strongin M. M., Kiselev N. A. Experimental investigation of the machine-free method of temperature separation of air flows based on the energy separation effect in a compressible boundary layer // Exp. Therm. Fluid Sci. 2017. Vol. 88. P. 202–219.

2. Макаров М. С., Макарова С. Н. Эффективность энергоразделения при течении сжимаемого газа в плоском канале // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 6. С. 777–787.

3. Попович С. С., Виноградов Ю. А., Здитовец А. Г., Стронгин М. М. Экспериментальное исследование механизма влияния генерации ударных волн на температурный перепад в устройстве газодинамической температурной стратификации // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2016. С. 193–197.

4. Здитовец А. Г., Леонтьев А. И., Виноградов Ю. А., Стронгин М. М., Попович С. С. Способ температурной стратификации газа. Пат. РФ на изобретение № 2672457. Дата приоритета: 14.11. 2018.

5. Попович С. С., Здитовец А. Г., Киселёв Н. А., Макарова М. С. Использование метода сверхзвукового безмашинного энергоразделения при редуцировании давления природного газа // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11, № 91. С. 2–15.

6. Чжен П. Отрывные течения. М.: Мир. Т. 3. 1973. – 335 с.

7. Leontiev A. I., Popovich S. S., Vinogradov Y. A., Strongin M. M. Experimental research of heat transfer in supersonic separated compressible gas flow // J. of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 1129, No. 012022. P. 1–4.

8. Leontiev A. I., Popovich S. S., Vinogradov U. A., Strongin M. M. Experimental research of supersonic aerodynamic cooling effect and its application for energy separation efficiency // Proceed. of the 16th Intern. Heat Transfer Conf. China, 2018. Vol. 212244. P. 1–8.

9. Попович С. С. Аэродинамическое охлаждение стенки при течении сверхзвукового потока в следе за обратным уступом // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2019. Т. 20, № 1. С. 1–11.

10. Carscallen W. E., Currie T.C., Hogg S.I., Gostelow J.P. Measurement and computation of energy separation in the vertical wake flow of a turbine nozzle cascade // J. of Turbomachinery. 1999. Vol. 121, No. 4. P. 703–708.

11. Игнатьевская Л. А. Исследование двухфазного пограничного слоя на плоской стенке: дис. … канд. техн. наук. М., 1971.

12. Леонтьев А. И., Осипцов А. Н., Рыбдылова О. Д. Пограничный слой на плоской пластине в сверхзвуковом газокапельном потоке. Влияние испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки // ТВТ. 2015. Т. 53, № 6. С. 910–917.

13. Азанов Г. М., Осипцов А. Н. Влияние мелких испаряющихся капель на температуру адиабатической стенки в сжимаемом двухфазном пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ. 2016. № 4. С. 62–71.

14. Попович С. С. Особенности автоматизации эксперимента и обработки результатов при исследовании теплообмена в сверхзвуковом потоке сжимаемого газа // Программная инженерия. 2018. № 1. С. 35–45.

УДК 621.039.6.536.24

ИНЖЕНЕРНЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ТЕПЛООБМЕНА, ОСЛОЖНЕННОГО МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Н. Ю. Пятницкая[1], Н. Г. Разуванов[2], Е. В. Свиридов[2]

[1]Национальный исследовательский университет МЭИ, г. Москва, Россия
[2]Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Введение. Область применения жидких металлов (ЖМ) в технике в качестве теплоносителя, как правило, сопряжена со значительными тепловыми нагрузками. Например, в различных проектах ТЯР и ТИН термогравитационная конвекция (ТГК) способна оказывать существенное влияние на течение. Помимо ТГК, на поток в таких установках также влияет магнитное поле (МП). Их совместное действие на течение приводит к неоднозначным эффектам, которые были описаны в работах [1–3]. Кроме упомянутых выше проблем, недостаточное внимание уделяется вопросу о влиянии объемного тепловыделения [4, 5] в каналах охлаждения реальных установок (ИТЭР и др.), которое возникает, например, из-за взаимодействия теплоносителя с нейтронным потоком. Выделение тепла может также происходить за счет химических реакций и пропускания электрического тока, а также вследствие диссипации энергии при движении вязких жидкостей. Внутренние источники тепла могут привести к существенному изменению температурного профиля в потоке жидкости и коэффициента теплоотдачи, поэтому обычные закономерности и расчетные соотношения не применимы к

такому течению. Явления смешанной конвекции ЖМ в условиях, приближенных к реальным, в каналах охлаждения перспективных термоядерных установок мало изучены. Только последовательное исследование задачи с поочередным влиянием на поток ЖМ каждого фактора отдельно и в различных комбинациях приведет к полноценному пониманию смешанной конвекции.

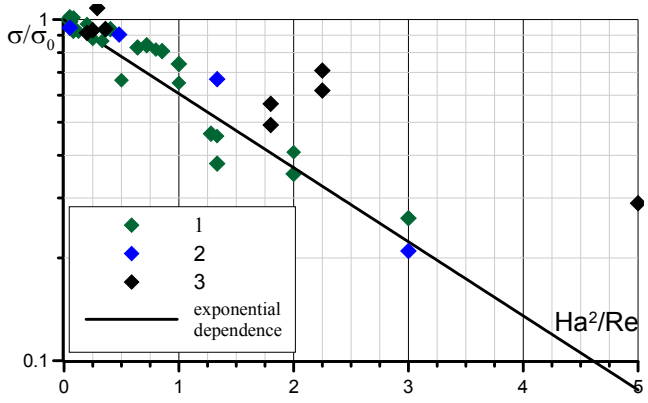
Влияние магнитного поля на турбулентный перенос. В качестве примера инженерного подхода к анализу влияния одного из факторов, а именно, МП на теплообмен, рассмотрим следующую конфигурацию: течение ЖМ в прямоугольном канале в компланарном магнитном поле под действием симметричного обогрева [6].

С практической точки зрения целесообразно иметь количественные оценки, полученные с помощью простой математической модели, которая отражала бы общую картину течения жидкого металла в компланарном МП. Такой подход удобен, однако для его использования необходимы замыкающие соотношения для уравнений переноса импульса и энергии. Одним из наиболее простых способов моделирования турбулентного переноса в каналах простой геометрии является применение турбулентной вязкости, которая аддитивно учитывает турбулентный перенос импульса и энергии в соответствующих уравнениях.

Основная идея модели учета влияния МП на интенсивность теплообмена заключается в корректировке коэффициента турбулентного переноса в зависимости от таких режимных параметров как число Гартмана и число Рейнольдса. Подавление пульсаций магнитным полем учитывается с помощью коэффициента γ_e(Ha, Re) в формуле

$$\left(\varepsilon_\tau/\nu\right)_{\mathrm{Ha}} = \gamma_e\left(\mathrm{Ha},\mathrm{Re}\right)\left(\varepsilon_\tau/\nu\right)_0, \tag{1}$$

где $\left(\varepsilon_\tau/\nu\right)_{\mathrm{Ha}=0}$ – коэффициент турбулентного переноса импульса без магнитного поля, который рассчитывается по формулам Рейхардта, γ_e(Ha, Re) – коэффициент подавления пульсаций магнитным полем, определяемый на основе экспериментальных данных. В этом случае экспериментальные данные – это профили интенсивности пульсаций температуры в сечении канала. С ростом магнитного поля турбулентность подавляется, а следовательно, подавляются и турбулентные пульсации. В результате обобщения экспериментальных данных по пульсационным характеристикам потока было получено распределение безразмерной интенсивности температурных пульсаций в зависимости от параметра МГД-взаимодействия $N = \mathrm{Ha}^2/\mathrm{Re}$ (рисунок).



Коэффициент подавления турбулентности компланарным магнитным полем: 1 – Grq = $1\cdot10^8$(подъемное и опускное течения), 2 –$2\cdot10^8$, 3 – $5\cdot10^8$

Как для подъемного, так и для опускного течения для коэффициента γ_e(Ha, Re) была подобрана следующая экспоненциальная зависимость:

$$\gamma_e = \frac{\sigma}{\sigma_0} = \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{\mathrm{Ha}^2}{\mathrm{Re}}\right). \tag{2}$$

Здесь σ – среднее значение интенсивности температурных пульсаций в сечении канала в МП, σ_0 – то же значение, но без МП.

Стоит отметить, что подавление пульсаций происходит равномерно по всему сечению канала, поэтому (2) зависит только от параметров режима (Re, Ha). Такой подход требует меньших вычислительных мощностей в сравнении с LES, DNS и удобен при первичных расчетах теплообмена.

Литература

1. Razuvanov N. G., Sviridov V. G., Sviridov E. V., Belyaev I. A., Pyatnitskaya N. Y., Zagorsky V. S. Experimental study of liquid metal heat transfer in a vertical heated channel affected by a coplanar magnetic field // Magnetohydrodynamics. 2016. Vol. 52. P. 0024-998X.

2. Kirillov I. R., Obukhov D. M., Genin L. G., Sviridov V. G., Razuvanov N. G., Batenin V. M., Pyatnitskaya N. Y. Buoyancy effects in vertical rectangular duct with coplanar magnetic field and single sided heat load // Fusion Engineering and Design. 2016. No. 104. P. 1–8.

3. Belyaev I. A., Biryukov D. A., Pyatnitskaya N. Y., Razuvanov N. G., Sviridov V. G. Temperature fluctuations accompanying MHD heat transfer of liquid metal downflow in a pipe // Fluid Dynamics Research. 2018. Vol. 50, No. 5. P. 051403.

4. Inman R. M. Experimental study of temperature distribution in laminar tube flow of a fluid with internal heat generation // Int. J. Heat Mass Transfer. 1962. Vol. 5, No. 11. P. 1053–1058.

5. Генин Л. Г. Исследование теплообмена при наличии в потоке жидкости внутренних источников тепла: дис. … канд. техн. наук. М., 1963.

6. Belyaev I. A., Mel'nikov I. A., Pyatnitskaya N. Y., Razuvanov N. G., Sviridov E. V. Investigation of heat transfer of liquid metal in a rectangular vertical channel in a coplanar magnetic field applied for cooling system of a tokamak reactor // Thermal Engineering. 2018 Vol. 65, No. 12. P. 911–915.

УДК 536.24:532.526:533.001.16

РЕШЕНИЕ СЛОЖНЫХ ТРАНСПОРТНЫХ УРАВНЕНИЙ С КВАЗИЛИНЕЙНЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ЗАКОНОВ ПЕРЕНОСА И СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

В. М. Репухов

Институт технической теплофизики НАН Украины, г. Киев, Украина

Основные уравнения теплофизики адекватны транспортным с квазилинейным преобразованием и рассматривались ранее при преобразовании сложного прообраза к простейшему образу и при расширении решения простейшей системы движения до сложной [1–10].

Цель работы – найти алгоритм решения канонической системы транспортных уравнений сложной системы скалярных величин a_* при общей линии переноса и устранимых неравновесных диполях (разрыв источник–сток, δ-функция), когда движение частицы описывается на закрученной спирали при линейных дифференциалах функций в малой окрестности точки пространства базисов Френе (t, τ, ν, β) и Декарта (t, x, y, z), а множества частиц – квантами энергии бегущих вихрей при аксиомах математики, в частности, линейной алгебры с теорией бесконечно малых и пределов, которые – часть аксиом физики (законы диалектики) [5, 8–10]:

1) расстояния и скорости евклидов континуум при единой мере движения параметра время с прямой осью *t*, нормальной остальному пространству, и с единичной проекцией скорости V_t;

2) поля скалярных функций f_* или df_*/f_* над континуумом описывают свойства частиц, а диполи исследуются методами линейной алгебры и сходящихся контурных интегралов;

3) частицы в множестве имеют функции и параметр гиперсферу с единичными напряжением векторов переноса и радиусом на оси времени; а каждая содержит частицы высшей малости и сходящиеся последовательности функций на осях к общим пределам с выделением внутренней энергии вещества из полной в виде первого и второго законов термодинамики.

Квазилинейная теория поля, как и линейная, допускает изоморфные анизотропные пространства, которые сопряжены евклидову, приводимому к континууму, с собственными векторами взаимного (биортогонального) опорного нормального базиса и прямым суммам присоединенных пространств по Жордану (гиперсферические части матриц), а также фотонофононную среду в циклах суперпозиции преобразований; но при этом существует аддитивная каноническая дифференциальная система транспортных уравнений скалярной величины (1) в многомерном пространстве в виде равенства функционалов подобных анизотропных пучков векторов (скорость, напряжение) в единицах СИ с точностью до задания напряжений и областей влияния устраняемых диполей; система инвариант квазилинейного нормального самосопряженного преобразования с дефектом (2) непрерывного анизотропного пространства к изотропному при присоединенных полях скалярной величины и далее к однородному параметру с уравнением (1) при суммарном (кумулятивном) диполе и скольжении на границе, элементах дифференциальной матрицы $(d\bar{\alpha}_T)' = [C]^{-1}(d\alpha_T)'$ общей связи координат, уравнениях-условиях основных функций, обобщенной и дефектов (3), а также матричных (4) с равновесными (изотропными, сферическими) и неравновесными диполями в узлах цикла преобразований (процессов) основного $V \to \overline{V} \to \overline{C} \to C \to V$ (черта – образ, цикл «параллелограмм»), зеркального и их сумм; наложении зеркальных треугольников скоростей с углами $\Delta\varphi = \varphi_+ - \varphi_-$ и высотами $h = c_+ \cos\varphi_+ = c_- \cos\varphi_-$ ($c_+ \subset C \geq V \supset c_-$); времен $f_{TCV} f_{T\bar{V}} f_{T\bar{V}\bar{C}} f_{T\bar{C}C} = 1$ с уточнением подобия $\Delta\varphi = \pi$ и аналогии $\Delta\varphi = 0$, когда $\Delta\varphi \to 0$ – проекция прообраза на образ, конгруэнтность; $\Delta\varphi = \Delta\bar{\varphi} = \pi/2$, $\sec^2\theta = 1 - c_-^2/c_+^2$, $\operatorname{tg}\theta = -ic_-/c_+$ – теорема Пифагора; а конечная матрица имеет вид $\lambda[E]$ при системах (1) в цикле [1, 5–10]:

$$L_V(a_*) \equiv \rho(\vec{V}_T \circ \vec{\nabla}_T a_*) = (\vec{\nabla}_T \circ \vec{b}_{*T}) \equiv R_D(a_*) \text{ и } (ds/V_s =)\, dx/V_x = dy/V_y = dz/V_z = dt/1; \quad (1)$$

искомые и задаваемые функции

$$f_\tau \equiv \frac{\partial\bar{t}}{\partial t}, \quad f_x \equiv \frac{\partial\bar{x}}{\partial x}, \quad f_y \equiv \frac{\partial\bar{y}}{\partial y}, \quad f_z \equiv \frac{\partial\bar{z}}{\partial z}, \quad f_* \equiv \frac{a_*}{\bar{a}_*} \quad f_{b_{*T\alpha}} \equiv \frac{b_{*T\alpha}}{\bar{b}_{*T\alpha}}; \quad (2)$$

$$f_T \equiv \frac{d\bar{t}}{dt} = f_\alpha \frac{\partial\bar{\alpha}}{\partial\alpha}, \quad \bar{f}_* \equiv f_\tau f_\rho f_* = \frac{s_*}{\bar{s}_*}, \quad \frac{s_*}{\rho a_*} = (\vec{V}_T \circ \vec{\Phi}_*),$$

$$\frac{S_{*T}}{\bar{f}_*} = -\sum_\alpha \frac{\bar{C}_{*T\alpha}\partial\bar{b}_{*T\alpha}}{\partial\bar{\alpha}}, \quad \frac{\partial b_{*t}}{\rho a_* \partial t} = \frac{V_\tau L N_\tau}{} + Q_\tau, \; S_{*T} = s_*, \quad (3)$$

$$\Phi_{*\alpha}=\frac{\partial\bar{\alpha}}{\partial\alpha}\overline{LN}_{a*\alpha}-LN_{a*\alpha};\ [C]^{-1}=[H]\begin{bmatrix}U_1 & 0\\ 0 & U_2\end{bmatrix},\ [U]_1=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{bmatrix},\ [U]_2=\begin{bmatrix}\cos\Delta\varphi & -i\sin\Delta\varphi\\ i\sin\Delta\varphi & \cos\Delta\varphi\end{bmatrix},\quad (4)$$

$$\frac{V_T}{C_T}=\frac{\overline{C}_T}{\overline{V}_T},\ \frac{V}{C}=\frac{\overline{C}}{\overline{V}},\quad \frac{c_-}{c_+}=\frac{\cos\varphi_+}{\cos(\varphi_+-\Delta\varphi)},\quad \mathrm{tg}\Delta\varphi=\frac{(c_-\sin\Delta\varphi/c_+)}{1-(c_-\sin\Delta\varphi/c_+)\mathrm{tg}\varphi_+},\quad \overline{C}_{*T\alpha}=1-\frac{f_{b*\alpha}LN_{b*\alpha}}{\overline{f}_*\overline{LN}_{b*\alpha}};\quad (5)$$

простой «ромб», «эллипс», «треугольник» соответственно

$$[H]_{CV}=[H]_{\bar{C}\bar{C}},\quad [H]_{\bar{C}\bar{V}}=[H]_{\bar{V}V},\quad H]^2_{CV}=[H][H]^*=f_{\tau VC}f_{\tau\bar{C}\bar{V}}([f_{VC}][f_{\bar{C}\bar{V}}])^{-1};$$

$$\bar{k}_1=\frac{\bar{q}_0D}{\rho\bar{\bar{V}}_\tau^2},\quad \bar{k}_2=\frac{\bar{q}_0B}{\rho\bar{\bar{V}}_\tau^2};\qquad (6)$$

$$1-\overline{C}_{*\alpha12}=\frac{1-\overline{C}_{*\alpha1}}{1-\overline{C}_{*\alpha2}},\quad S_{*12}=S_{*1}-S_{*2}\overline{f}_{*12},\quad \overline{f}_{*12}=\frac{\overline{f}_{*1}}{\overline{f}_{*2}},$$

и до «параллелограмма» преобразования содержат пересечения пространств, где линия (1) – общая часть в «прямых» циклах; U_1 и U_{2k} – самосопряженные вещественная клетка вдоль линии тока (отражение) и комплексная в нормальной плоскости (вращение); исключение дефектов и основное уравнение с однородными функциями согласуют на собственных направлениях любое число диагональных клеток матриц независимых базисов с общим началом («нуль») при суперпозиции и матрице равновесных профилей скорости (Пуазейль, Клаузер, Карман) [2, 3]; $\lambda\equiv\overline{f}_*$ – якобиан в интегралах и группа инвариантных множителей; $\Delta\varphi$ и ω – угол вращения базиса и угловая (секториальная) скорость; $du_n=q_0d\varphi_T$ и $\varphi_T=\varphi_E+\varphi_H+\varphi_I$ – объемные полные плотность внутренней энергии и потенциал (покоя, вихревой, обмена); N_{*T} и $\vec{LN}_{*T}$, $\vec{E}_{*T}(\vec{D},\vec{B})$, $\vec{b}_{*T}$, а также $Q_*\equiv a_*Q_1$ – матрица показателя и вектор преломления, напряженности, переноса и производительность диполя; $k_0(s)=LN_{V\tau}$, $k_1(s)=LN_{V\nu}$, $k_2(s)=LN_{V\beta}$ и $s(t)$ – сжатие, кривизна, кручение и длина; причем преобразование (2)–(9) согласует категории физики и математики с учетом аксиом, позволяет расширять решение системы (1), а в объеме трубки тока с эквипотенциальной границей иметь обобщенное однородное по уравнениям $k_\alpha(s)=LN_{V\alpha}$ и $k_0=k_e=n/(n-1)$ с учетом зеркальности и ядра или Максвелла; теорему Гаусса, интенсивности и переноса излучения по уравнениям (7), системы в тензорах и потенциалах по (8), включая уравнение Шредингера; работы с энергией, потенциалом частицы и изотропной консервативности по (9); а выделение гиперсферической части матрицы анизотропные пространства преобразует к пересечению меньшей размерности изотрпных консервативных пространств с баротропным полным потенциалом Бернулли и далее к однородному, когда изотропные проекции векторов преломления биссектрисы квадрантов базисов; индексы: i, F, V – частица, поверхность, объем; * и α – ковариантный и контравариантный; n |и T – многомерное пространство и опорное (ось $T+n-1$) [4, 5]:

$$\mathrm{div}_T\vec{j}=(\vec{V}_T\circ\mathrm{grad}_Ta_*)++a_*\mathrm{div}\vec{V}=Q_{j*T},\quad \vec{I}_{vs}\equiv u_v\vec{c}_{vs}=(\vec{f}_{Vvs}\circ\vec{c}_{vs})\vec{c}_{vs},\quad \vec{b}_u=q_0\vec{b}_{\varphi u}=B_*\vec{V};\quad (7)$$

$$\mathrm{Div}_Tj_{*T}=\mathrm{Div}_TB_{*T}\ \text{и}\ (\vec{V}_T\circ\mathrm{grad}_T\mathrm{grad}_T\varphi_{*j})=(\vec{\nabla}_T\circ\mathrm{grad}_T\varphi_{b*j});\qquad (8)$$

$$dA_i \equiv (\vec{f}_i \circ d\vec{s}) = -du_i = -q_0 d\varphi_i \quad \text{и} \quad Q_* = \frac{\partial b_{*t}}{\partial t} = 0\,, \quad \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{q_0}{2n}\frac{\partial \varphi_{bt}}{\partial t}\,. \tag{9}$$

Диполи выносятся на границу, например, в «прямом» цикле, а остаток дает верхнюю мажоранту для непрерывной среды; поверхность, объем и радиус гиперсферы имеют линейные связи $F_n V_n^{-1} = nR_n^{-1}$ и $F_{n+1}F_n^{-1} = 2R_{n+1}^n / R_n^{n-1}$; величины a_* при матрицах одной формы сохраняют систему уравнений (1)–(8) и Q_1 с любыми $\pm q_i$ при положительных q_0 [8–10].

В квазиравновесной термодинамике интегралы Гаусса, Стокса, Гаусса–Остроградского связывают напряженность (потенциал) с плотностью вещества и вектором угловой скорости, а гиперсферу – с напряженностями на осях и потоком на границе; тогда из первого интеграла следует решение первого уравнения (7), второго – симметрия полей соприкасающейся и касательной плоскостей (8) при $\omega^2 = D = B$, обеих – момент диполя $p = 2qR$ и постоянство отношения квадрата модуля угловой скорости и куба радиуса кривизны по Кеплеру, трех – вектор переноса и напряжения системы в тензорах и потенциалах (8) с равновесием напряжений вдоль эквипотенциальной поверхности по Кирхгофу и скачком поперек по Гуку; закон инерции Галилея связан с эрмитовой матрицей, а угловой скорости Кеплера – с унитарной.

В неравновесной термодинамике выделяется элементарная трубка тока при неравновесных снаружи полях и квазиравновесных внутри с учетом потенциала φ_I, причем следуют:

1) цикл Карно – опорный внешний контурный интеграл с неравновесными диполями [9, 10];

2) зеркальные множества при размерности на границе $2n$ в уравнениях (9)–(12) и Бернулли вне объема зеркально преобразуются по уравнениям (2) к пересечению анизотропных пространств и внутри консервативных (9), что при нулевой левой части первого закона определяет свойства фотоно-фононной среды; причем введение общей меры энергии частиц температуры $R_eT = pV = p/\rho$ и значения $k_e \equiv C_P/C_V$ описывает уравнением Майера $C_P - C_V = R_e$ состояние среды при дифференциалах $dh_n \equiv du_n + d(pV) = C_P dT$ и $dS_V \equiv \delta Q_V / T$ в форме идеального газа, первая группа уравнений (12) линии переноса на равновесной общей границе циклов (6) внутри объема (ядро; $e = n$, $df_*/f_* = \text{idem}$), вторая уравнение универсального изоэнтропийного процесса и решение Бернулли, когда «прямой» цикл с парой изотерм $dT \to 0$ по Больцману определяет энергию фотонных частиц источника u_n и парой изоэнтроп $dS \to 0$ по Бернулли $u_n = c_0^2\rho$; а подобие переноса энергии и плотности вещества (число $\rho = m/V_e = g\mu = \mathrm{C}_0 q$) $Q_u = \overline{f}_* Q_\rho$ дает вдоль линии (1) связи векторов переноса и потенциалов $2(n-1)b_{F\tau} = rb_{V\tau} = -r\rho_q \mathrm{grad}_\tau \varphi_i = u_n = \rho_q \varphi_i = q_0 \varphi_V$ и $\mathrm{C}_n^2 = 2n\gamma^{-1}\big|_{n-1} = \mathrm{C}_{0n}^2\big|_3 = \mathrm{C}_0^2$, в объеме модуль вектора тяготения $N_n = (\mathrm{C}_n^2 \mu^{-n})^{-2}$ и «пирамиде» Больцмана $a^2 \equiv k_e R_e T = \mathrm{C}_{0n}^2$ [2–10];

3) отнесение числа циклов с квантовыми скачками потенциала $d\varepsilon = hd\nu = \hbar d\omega$ на линиях температуры (12) и числа неравновесных потенциалов к единице времени, а стоячих волн с групповой скоростью и длиной $\lambda_0 = c_0/\nu$ к эквивалентному единичной гиперсфере кубу дает их число, энергию спектральной $2n$-мерной фотонной полосы и постоянные по (11), Больцману $k = R_\mu/N_\mu$, $S_V = C_V$, $pS_V = u_{ne}$, $k_e du_n = dh_n = nd(R_eT)$ и Джоулю $D_e \equiv Q_V/(pV_e) = L_e g$, а по Планку $h = (2n\gamma^{-1}\mu^n)^{-2}$ при ряде Лорана (инверсия) любой логарифмической функции с размерностью n до выделения гиперсферы; $R_e^2 = nD_e^2$, $k_\mu / k_e = (0{,}1g)^2$, причем пары диполей теряют устойчивость и энергию в циклах Ползунова и Тесла TS-диаграмм-«пирамид»:

$$\vec{\varphi}_i = \vec{e}\int_{r=\infty}^{r=r_i} \frac{q_i}{f(r)}dr\Big|_{=r^n}^{f(r)} = \frac{q_i\vec{e}}{(1-n)r^{n-1}}\,, \quad \vec{f}_i = \frac{q_0 q_i}{f(r)}\vec{e}\,, \quad q_0\varphi_{iC} = \sum_{i=1}^{n}\frac{q_i\varphi_i}{2}\Big|_{n_c=n_p}^{n=2,} = q_0\frac{\gamma\mu_i}{-gr} \quad \text{и} \quad \frac{g}{\gamma} = \frac{m_0}{|r|}\,; \tag{10}$$

$$\text{линия (1)}\ \frac{dS_V}{C_S}=\frac{du_n}{kC_V}=\frac{dh_n}{kC_P}=\frac{dT}{1}\ \text{и}\ \frac{du_n}{ku_n}=\frac{dh_n}{kh_n}=\frac{d(R_eT)}{R_eT}=\frac{dTdS_V}{\delta Q_V}\Big|_{\substack{V_e=i\text{dem}\\ Q_V=i\text{dem}}}=\frac{dT}{T}\frac{pS_V}{u_nR_e}, \qquad (11)$$

а выбор размерности n и единиц плотности веществ исключает в записи полной системы (1) опытные константы (Галилей g, Ньютон γ, Джоуль D, Планк h) и делает универсальной.

Граничные условия и устойчивость преобразования системы (1)–(6) в точке границы соприкосновения двух сред рассматриваются с изотропными образами при: общей оси времени на их границе, когда при изотропных прообразах возможен переход группами вращения Эйлера в любой базис Декарта, гиперкубы квадрантов базисов пересекаются вплоть до осей, а гиперсферы до экватора; зеркальные фотоно-фононные среды соприкасаются одномерными пространствами параметров, что дополняет условия (3), трубку тока, цикл «глобус» с диполями в полюсах; однозначность задачи Коши для системы определяется решением линейного уравнения первого порядка Бернулли на оси времени, включая однородное и частное, а его неразрешимость приводит к полной перестройке системы типа «взрыв» [5–10].

Алгоритм решения системы (1)–(12) основан на том, что: пространство параметров однородно и его базис числовые оси; диполи выделяют границы и размерность областей их влияния и после перемещения на границу определяют векторы переноса и матрицу преобразования; сферические части исходной матрицы приводят к прямой сумме консервативных присоединенных пространств; диагональная опорная матрица тензора показателя и вектора преломления связана с решением транспортного уравнения параметров на оси время, а также свойствами напряженностей и их потенциалов на границах, однозначная связь которых в фотонной среде с коэффициентами дефектов и дополнительными функциями (2) задается.

Система условий преобразования (2) пяти транспортных уравнений (1) с термодинамически замороженной полной концентрацией ($a_*=u,v,w,h^0,m_j^0$) представляет однородное решение, согласуется с осредненными величинами и равновесными двухкомпонентной конвективной и спектральной среды, что рассматривалось в базисах Френе и Декарта; а полные концентрации и истинные соответственно однородное и частное ее решения [5, 9, 10].

Заключение. Обосновано единство движения и напряженного состояния вещества при устранимых разрывах и квазилинейном преобразовании в малой окрестности разных точек пространства и алгоритм решения канонической системы сложных транспортных уравнений.

Литература

1. Гельфанд И. М. Лекции по линейной алгебре. М.: Наука, 1966. – 280 с.
2. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. – 416 с.
3. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. – 848 с.
4. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1989. – 504 с.
5. Репухов В. М. Расширение решения транспортных уравнений сложного (радиационного и конвективного) тепломассопереноса методом преобразования с относительными законами переноса и состояния // Пром. теплотехника. 2017. Т. 39, № 3. С. 91–104.
6. Репухов В. М. Влияние законов переноса на преобразование транспортных уравнений конвективного тепломассопереноса // Пром. теплотехника. 2006. Т. 28, № 5. С. 26–30.
7. Репухов В. М., Сигорских С. В. Уравнения радиационного переноса энергии и граничные условия в неоднородной (анизотропной) среде // Тр. 5-й Рос. нац. конф. по теплообмену. М.: МЭИ, 2010.
8. Репухов В. М. Предельные законы трения и теплообмена, а также метод пересчета эталонных условий в теории поля // Юбилейная конф. Национального комитета РАН по тепло- и массообмену и XXI школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А. И. Леонтьева. М.: МЭИ, 2017.

9. Repukhov V M. Physical problems theory field radiation-convection // J of Physics, Conference Sincis. 2017. Vol. 891. P. 012350.

10. Репухов В. М. Проблемы и квазилинейная теория поля сложного переноса // XXII школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством акад. РАН А. И. Леонтьева. М.: МЭИ, 2019.

УДК 536.75:539.2

CFD ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБОДЕТАНДЕРНОГО АГРЕГАТА

А. А. Сидоров, А. К. Ястребов

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Криогенные машины расширительного типа, к которым относятся турбодетандерные агрегаты, широко применяются в различных областях науки и техники и отвечают за охлаждение рабочего тела до заданных температур, что позволяет осуществлять ожижение газов для хранения, а также транспортировку. Помимо прочего, турбодетандерные агрегаты (ТДА) используются в связке с генераторами для получения электроэнергии.

С развитием новых технологий, в частности, трехмерного компьютерного моделирования процессов теплообмена и гидродинамики методами конечных объемов (CFD) появилась возможность проектировать сложные машины и агрегаты с существенно меньшими затратами. Классический подход к проектированию подразумевает, в основном, достаточно сложный и затратный итерационный процесс, включающий в себя, как правило, упрощенное моделирование физических процессов, а также экспериментальные исследования для внесения корректировок. Методы CFD этих недостатков лишены и позволяют с высокой точностью моделировать многофазные и многокомпонентные потоки, агрегаты со сложной пространственной геометрией, учитывать трудозатратные для классических методов физические явления, а также обладают высокой наглядностью, позволяющей оптимизировать узлы и компоненты в ходе визуального контроля.

Целью настоящей работы является верификация расчетной методики, а именно достижение качественного и количественного согласования с данными, полученными в ходе эксперимента. Основной задачей считается построение расчетных характеристик турбодетандера, полученных методами CFD, в виде зависимостей температуры на выходе из диффузора от частоты вращения.

Рассматривается нестационарная, пространственно неоднородная задача расширения газа в турбодетандерном агрегате в трехмерной постановке. Задача решается методами конечных объемов (CFD) в трехмерной постановке. Математическое описание включает систему уравнений [1], состоящую из уравнений движения, усредненных по Рейнольдсу, уравнения неразрывности, уравнения энергии, а также дополняется уравнениями турбулентности для замыкания системы. В настоящей работе используется модель турбулентности *k*–ω standard. Представленная ниже система уравнений решается в каждом узле расчетной сетки. Ударные волны не моделируются, поэтому объемная вязкость не учитывается в уравнениях движения [2]. Уравнения неразрывности и движения записываются следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla\left(\rho \vec{v}\right) = 0, \tag{1}$$

$$\rho\left(\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}+\left(\vec{v}\nabla\right)\vec{v}\right)=-\nabla p+\mu\Delta\vec{v}+\frac{\mu}{3}\nabla\vec{v}, \qquad (2)$$

где ρ – плотность; $\vec{v}$ – вектор скорости; p – давление; μ – динамическая вязкость.

Учитывая, что рабочее тело является сжимаемой средой, необходимо установить взаимосвязь между плотностью, давлением и температурой:

$$\frac{p_\Sigma}{p}=\exp\left[\int_T^{T_{\max}}\frac{C_p}{T}dT\Big/R\right],\quad \rho=\left(p_{op}+p\right)\Big/\left(\frac{R}{M}T\right),$$

где p_Σ – полное давление; $T_{\max}$ – максимальная температура в ячейке; C_p – теплоемкость при постоянном давлении, которая в данной работе не считается постоянной, p_{op} – рабочее давление, численно равное в настоящей задаче 1 атм; R – универсальная газовая постоянная; M – молярная масса.

Уравнение энергии записывается следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho E\right)+\nabla\left(\vec{v}\left(\rho E+p\right)\right)=\nabla\left(\lambda\Delta T\right), \qquad (3)$$

где λ – теплопроводность; $E=h-p/\rho+v^2/2$ – полная энергия, h – энтальпия, Дж.

Замыкает систему рассматриваемых уравнений модель турбулентности k–ω [2]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho k\right)+\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho k u_i\right)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\Gamma_k\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)+G_k-Y_k,\quad \frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\omega\right)+\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho\omega u_i\right)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\Gamma_\omega\frac{\partial\omega}{\partial x_j}\right)+G_\omega-Y_\omega, \qquad (4)$$

где k – турбулентная кинетическая энергия, ω – скорость диссипации энергии, Γ_k, G_k, Y_k, Γ_ω, G_ω, Y_ω – источниковые члены.

На рис. 1 показаны трехмерная модель ТДА и расчетная сетка. Газ через входные отверстия *1* поступает на направляющий аппарат *2*, после чего подхватывается вращающимся с определенной частотой вращения рабочим колесом *3*, а затем через диффузор *4* попадает в выходное отверстие *5*. Модель состоит из *3* проточных частей (направляющий аппарат, рабочее колесо, диффузор), объединённых скользящим интерфейсом, разбитых на элементарные объемы и объединенные в расчетную сетку.

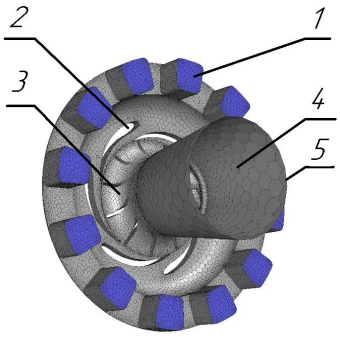


Рис. 1. Трехмерная модель и расчетная сетка ТДА

На входные отверстия накладывается условие pressure-inlet, задается давление и температура газа на входе. На выходное отверстие накладывается условие pressure-outlet, задается давление в выходной магистрали. Для каждой расчетной точки задается частота вращения рабочего колеса. Для упрощения математической модели и ускорения расчетов были приняты следующие допущения. Процессы, происходящие в пограничном слое, не исследуются. Теплообмен с внешней средой не учитывается. Рассматривается однофазное и однокомпонентное рабочее тело (гелий ТУ 0271-135-31323949-2005) без возможных примесей, поэтому фазовые переходы отсутствуют.

На рис. 2 показана упрощенная экспериментальная схема установки, которая, как и приведенные ниже результаты экспериментов, предоставлена НПО «Гелиймаш». Из баллона *1* через клапан *2* рабочее тело поступает по входную группу турбодетандерного агрегата *4*

(направляющий аппарат), затем под действием вращения рабочего колеса *5* расширяется и через диффузор *6* попадает в магистраль, где, проходя через байпас *9*, образует замкнутый контур. Частота вращения рабочего колеса определяется датчиком *7*. Параметры рабочего тела на входе регистрируются датчиками давления и температуры *3*, на выходе – датчиками температуры и давления *8*. После заполнения контура рабочим телом клапан *2* закрывается. В ходе эксперимента регистрировались значения давлений и температур на входе и выходе из ТДА, а также частота вращения вала турбины.

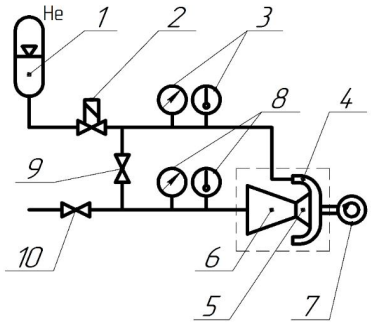


Рис. 2. Схема экспериментальной установки ТДА

В таблице представлены результаты экспериментального исследования ТДА, а также результаты численного эксперимента, осуществленного методами CFD. В качестве начальных данных для расчетов принимались значения частоты вращения рабочего колеса, температура газа на входе T_0, а также значения давления на входе и выходе из ТДА, равные p_0 и p_2 соответственно. Сравнение результатов проводится по средней температуре T_2 в выходном сечении диффузора.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных

Частота вращения турбины, об/мин	p_0, атм	p_2, атм	T_0, К	T_2, К	
				Эксперимент	CFD-расчет
141 000	10,4	1,9	86,1	58,6	59,2
144 000	9,4	1,6	90,7	59,3	57,5
146 000	10,6	1,9	88,7	59,9	58,8
150 000	10,4	2,1	74,7	50,4	49,1
153 000	10,4	1,9	85,4	54,8	52,6
157 000	10,4	1,9	77,1	49,4	48,4

На рис. 3 показано сравнение результатов экспериментальных данных и CFD-исследования. Максимальное отклонение не превышает 3%, из чего можно сделать вывод о хорошем согласовании значений, а также о целесообразности применения подобного подхода к решению этого класса задач.

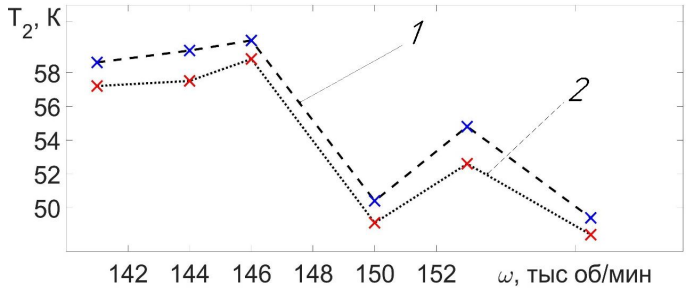


Рис. 3. Сравнение результатов: *1* – экспериментальные данные, *2* – CFD расчет

На рис. 4 показано распределение температур в сечении турбодетандерного агрегата. Нетрудно заметить, что закрученный поток, выходя из рабочего колеса, сепарируется в диффузоре, у стенок температура газа заметно ниже, чем в центре потока.

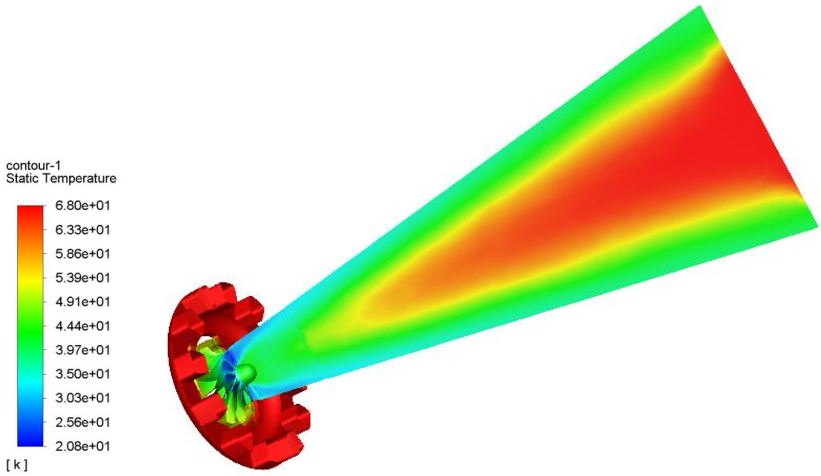


Рис. 4. Распределение температуры в сечении ТДА

Использованная в настоящей работе методика расчетов благодаря применению скользящих интерфейсов позволяет исследовать турбодетандерные агрегаты в единой расчетной модели, а не по частям. В ходе расчетов получены поля скоростей, давлений, температур в сечении и на стенках аппарата. Выявлена сепарация потока в диффузоре. В результате численного исследования конкретной модели турбодетандерного агрегата можно судить о хорошем качественном и количественном согласовании полученных данных с результатами экспериментов НПО «Гелиймаш», что позволяет экстраполировать применение расчетной методики на машины и аппараты криогенной техники расширительного типа.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-38-90247.

Литература

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. Изд. 6-е. М.: Физматлит, 2015. Т. VI. – 728 с.
2. Fluent Theory guide 14, https://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-Fluent.

УДК 621.7

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОРЕБРЕННЫХ ПЛОСКИХ ТРУБ АППАРАТА ВОЗДУШНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ МАСЛА

А. Н. Скрыпник[1], Г. С. Маршалова[2], В. М. Гуреев[1], И. А. Попов[1], Ю. В. Жукова[3]

[1]ФГОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ», г. Казань, Россия
[2]Белорусский государственный технологический университет, г. Минск, Республика Беларусь
[3]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

В настоящее время только в России эксплуатируются около 52 000 аппаратов воздушного охлаждения (АВО) с установленной мощностью привода вентиляторов 2,1–106 кВт, при этом парк АВО непрерывно увеличивается. Для расчета необходимой площади теплообменной поверхности воздухоохлаждаемых теплообменников используется средняя для района температура воздуха [1, 2], поэтому большую часть времени данные теплообменные аппараты функционируют с большим запасом площади [3, 4]. Недостатками стандартной конструкции воздухоохлаждаемых теплообменников являются большие габариты поверхности охлаждения, значительная металлоемкость теплообменных секций и аппарата в целом, высокая потребляемая мощность привода вентилятора, обусловленная большими потерями давления охлаждающего воздуха при движении его через многорядный пучок оребренных труб и значительным количеством труб в аппарате. Недостатки, указанные выше, являются следствием незначительных значений коэффициента теплопередачи, что характерно для всех газожидкостных поверхностных теплообменников. Невысокая интенсивность теплопередачи предопределена плохими теплофизическими свойствами воздуха, используемого в качестве охлаждающего теплоносителя, вследствие чего, даже при принудительном движении воздуха, коэффициент теплоотдачи в среднем не превышает 50–150 Вт/(м^2·К), в то время как коэффициент теплоотдачи внутри труб по стороне охлаждаемого продукта находится в интервале 600–4000 Вт/(м^2·К). Таким образом, воздухоохлаждаемым теплообменникам свойственна пониженная энергоффективность [3–6]. Для повышения эффективности необходимо использование различных типов интенсификаторов теплообмена или развитие поверхности теплообмена эффективным оребрением [4–7].

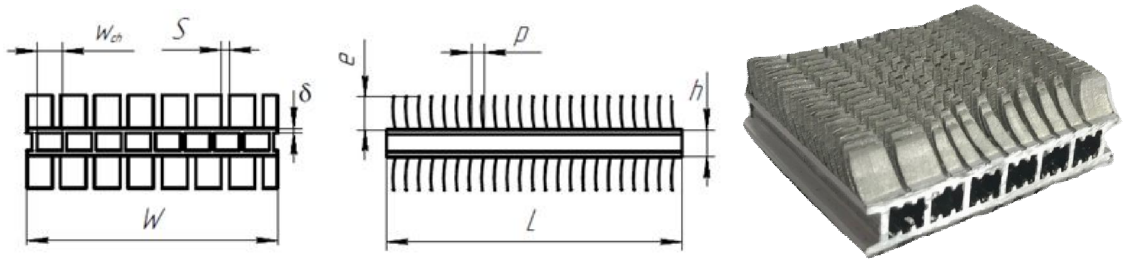
В данной работе сделана попытка определить рациональные геометрические размеры оребренных плоских теплообменных труб, получаемых методами экструзии и деформирующего резания, обеспечивающих, при фиксированных энергозатратах приводной техники аппарата воздушного охлаждения масла, снижение весогабаритных характеристик теплообменной секции.

Цель работы – исследование гидродинамики и теплообмена при течении теплоносителя в образцах теплообменной секции и определение наиболее рациональных геометрических размеров оребрения. Полученные экспериментальные результаты определения величин тепловых потоков и потерь давления впоследствии необходимы для проведения численного моделирования в широком диапазоне определяющих параметров с целью получения локальных характеристик теплообменной поверхности, верификации результатов численных исследований и проведения оптимизации аппаратов воздушного охлаждения масла производства ООО «Фирма «Термокам» для установок компримирования воздуха/или газа, проектируемых на основе полученных результатов исследования.

Экспериментальные исследования проводились на образцах теплообменной секции АВО, представляющих собой плоские трубы из алюминиевого сплава, полученные методом

экструзии, на поверхностях которых механической обработкой (методом деформирующего резания) сформирована система ребер.

Схема и внешний вид теплообменной секциины показан на рис. 1. Геометрические параметры секций сведены в табл. 1. Способ изготовления – экструзия труб с формированием выступов на широких стенках плоской трубы для формирования ребер методом деформирующего резания путем подрезки и отгиба металла. Толщина ребер по высоте варьируется в диапазоне от 0,2 до 0,35 мм (у основания); ширина разрезов ребер для всех труб равна S = = 1 мм, а длина теплообменной секции составляла L = 1400 мм.



а *б* *в*

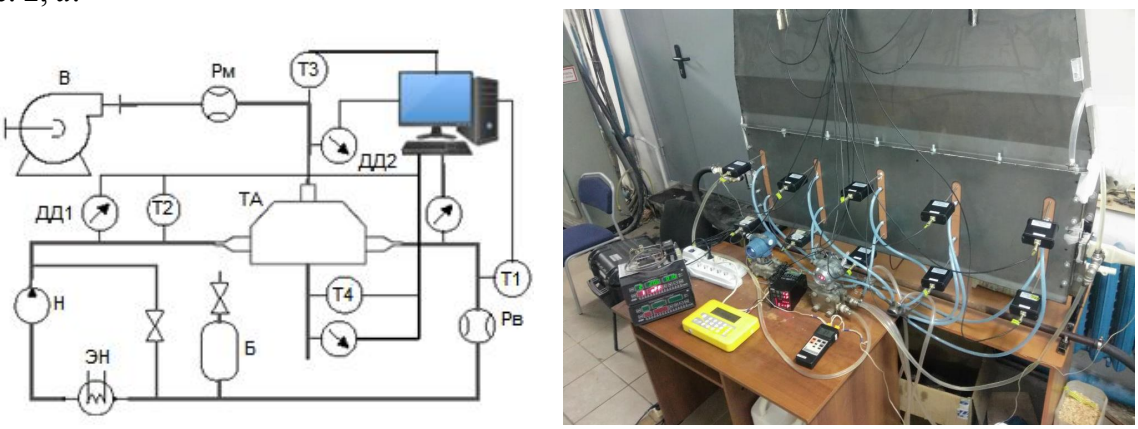
Рис. 1. Схема (*а*), (*б*) и внешний вид (*в*) теплообменной секции

Таблица 1

Геометрические характеристики образцов теплообменной секции

Номер образца	Шаг ребер p, мм	Высота ребер e, мм	Толщина стенок канала трубы, мм	Ширина секции трубы W, мм	Высота плоской трубы h, мм	Количество внутренних каналов, шт	Ширина внутреннего одного канала W_{ch}, мм
1	2	8,5	1,2	52	8,0	6	6
2	2	6,5	1,2	52	8,5	6	6
3	2,5	4	1,2	52	8,5	6	6
4	3,75	5,5	1,2	52	8,5	6	6
5	2,5	8	1,2	67,5	8,3	8	6
6	2,5	8	1,2	67,5	8,5	8	6
7	3,75	6	1,2	67,5	9,2	8	6

Экспериментальные исследования теплогидравлических характеристик образцов теплообменной секции проводились на экспериментальном стенде, схема которого представлена на рис. 2, *а*.



а *б*

Рис. 2. Схема экспериментального стенда для исследования теплогидровлических характеристик теплообменных секций (*а*) и внешний вид рабочего участка (*б*)

Экспериментальный стенд состоит из замкнутого масляного контура с последовательно расположенными нагревателем ЭН и масляным насосом Н (ПМФ1-4), ультразвукового расходомера масла Рм (PortoFlow330), расширительного бака Б, датчиков температуры (термометры сопротивления Pt100 и регистратор РМТ-59) Т1 и Т2 до и после рабочего участка, датчиков перепада давления ДД1 (АИР20/М2-ДД) на рабочем участке. В качестве теплоносителя использовалось турбинное масло ТП-22С (ТУ 38.101821-83).

Воздушная магистраль представляла собой аэродинамическую трубу разомкнутого типа, включающую всасывающий центробежный вентилятор В (ВР132-30-8), датчик скорости воздуха Рв (термоанемометры ТТМ-2-04-01), датчики температуры Т3 и Т4 до и после рабочего участка, датчик перепада давления ДД2 (ОВЕН ПД200) на рабочем участке. Регулировка оборотов вентилятора осуществляется с помощью устройства частотного регулирования ОВЕН ПЧВ 204-15К-В.

Рабочий участок (рис. 2, *б*) представляет собой теплоизолированный плоский короб с установленной внутри одной оребренной теплообменной секцией. Конструкция короба позволяет обеспечить равномерную прокачку потока воздуха по всей длине оребренной теплообменной секции. На рабочем участке реализуется перекрестный ток теплоносителей – масла в теплообменной секции и воздуха при поперечном её обтекании вдоль ребер. На рабочем участке производится многоточечное измерение температуры воздушного потока, скорости течения и давлений до и после теплообменной секции.

По результатам измерений определялись средние температуры воздушного потока $\overline{t_в}$ и температуры потока масла $\overline{t_м}$ до и после рабочего участка, по которым вычислялись перепады температур на секции по обоим теплоносителям $\Delta t_в$ и $\Delta t_м$; давления обоих теплоносителей до рабочего участка и перепады давления обоих теплоносителей на рабочем участке $\Delta P_в$, $\Delta P_м$; расход масла и расход воздушного потока $G_в$, $G_м$; тепловая мощность теплообменной секции Q.

Расход воздуха определялся по осредненной скорости воздушного потока $\overline{V}$ в канале рабочего участка до теплообменной секции по показателям термоанемометров в 5 сечениях по длине теплообменной секции: $G_в = \rho_в \overline{V} F$, где F – площадь поперечного сечения воздушного канала рабочего участка, $\rho_в$ – плотность воздуха, вычисляемая по измеренным средним значениям давления и температуры воздушного потока в сечении измерения скоростей.

Тепловая мощность теплообменной секции при заданных геометрических и режимных параметрах определяется по зависимости $Q = Gc_p\Delta t$, где c_p – теплоемкость теплоносителя, определяемая по средней температуре потока до и после рабочего участка, G – расход теплоносителей, Δt – температурный напор. Определение тепловой мощности производилось по параметрам обоих теплоносителей. Расхождение значений, в первую очередь вызванное тепловыми потерями на рабочем участке, не превышало 5%. При дальнейших сопоставлениях тепловой эффективности принималось минимальное значение тепловой мощности обоих теплоносителей.

Удельное термическое сопротивление теплопередачи через плоские стенки теплообменной секции без учета оребрения вычислялось по зависимости $R = 1/k$, где k – коэффициент теплопередачи $k = Q/(F\overline{\Delta t})$, где F – площадь теплообмена по внешней поверхности без учета оребрения: $F = 2\cdot(W + h)L$, $\overline{\Delta t}$ – среднелогарифмический температурный напор в секции теплообменной трубы при поперечном обтекании.

Эффективность теплообменной секции оценивалась на основе следующих критериев: тепловой мощности Q, тепловой эффективности ε, удельного термического сопротивления теплопередачи труб R, критериев энергетической эффективности М. В. Кирпичева:

$$E = Q / N \tag{1}$$

и В. М. Антуфьева:

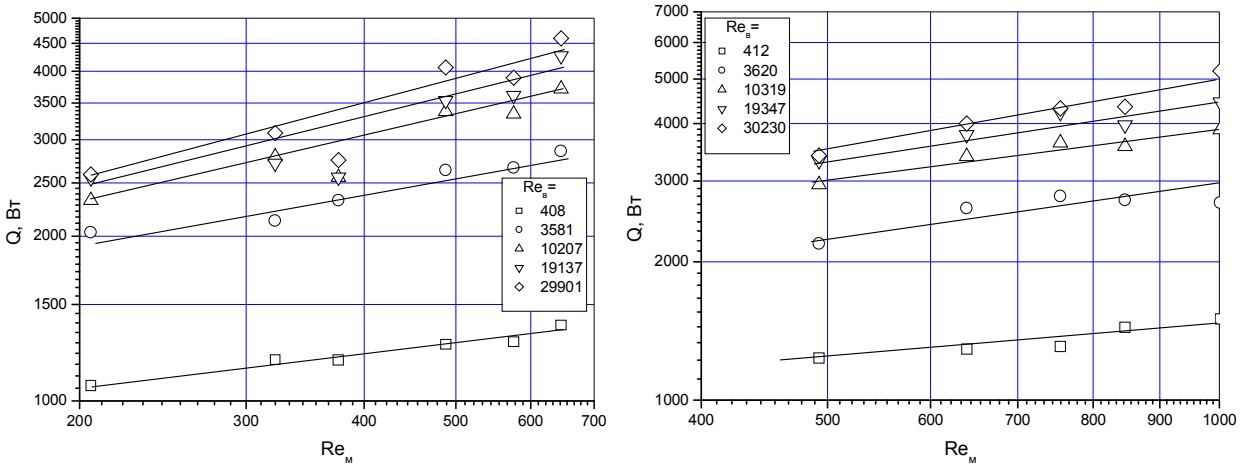
$$E' = Q / (N\overline{\Delta t}), \tag{2}$$

N – мощность на прокачку теплоносителя масла $N_м$ и/или воздуха $N_в$:

$$N = G\Delta P / (\rho\eta), \tag{3}$$

где η – КПД насоса или вентилятора)

После обработки результатов экспериментального исследования для каждого типоразмера теплообменной секции были получены первичные результаты в виде зависимостей тепловой мощности от режимных параметров (числа Рейнольдса). На рис. 3 приведен пример такой зависимости для образцов № 2 и № 5.



а *б*

Рис. 3. Тепловая мощность исследованных образцов теплообменной секции в зависимости от режимных параметров: *а* – образец № 5, *б* – образец № 2

Далее представлен анализ эффективности образцов теплообменной секции в зависимости от параметров оребрения. Анализ проводился при фиксированных расходах обоих теплоносителей – масла и воздуха, которые принимались из условий эксплуатации АВО на уровне $G_м$ = 0,31 ± 0,1 кг/с и $G_в$ = 0,36 ± 0,1 кг/с соответственно. Так как параметры труб варьировались, это приводило к изменению скоростей теплоносителей (чисел Рейнольдса) и соответственно коэффициентов теплоотдачи как внутри теплообменной секции, так и снаружи. Необходимо указать, что при данных в табл. 1 параметрах оребрения теплообменной секции коэффициенты эффективности оребрения изменяются от 0,83 при высоте ребра 8,5 мм до 0,95 при высоте ребра 4 мм.

В табл. 2 представлены результаты анализа тепловой мощности, тепловой эффективности и общее термическое сопротивление теплопередаче секции оребренной трубы. Полученные результаты по тепловой мощности образцов теплообменной секции показывают, что максимальное значение наблюдается у образца № 5 с наибольшей высотой ребер (8 мм) и одним из минимальных шагов ребер (2,5 мм) в исследованном диапазоне. Данный образец имеет большую площадь теплообмена из-за большей ширины. Однако образец № 1 с подобными размерами ребер, несмотря на то, что его ширина (площадь теплообмена) меньше, чем у образца № 5, обеспечивает передачу практически той же тепловой мощности. В первую очередь это связано с тем, что в опытах фиксировался расход теплоносителя (масла), площадь проходного сечения образца № 1 меньше, чем у образца № 5, т. е. скорость течения масла в образце № 1 выше, что в итоге снизило термическое сопротивление теплопередачи из-за роста коэффициента теплоотдачи по сравнению с образцом № 5. Таким образом, дан-

ная теплообменная секция может снизить массогабаритные характеристики блока аппарата воздушного охлаждения масла при фиксированных параметрах работы насосного масляного агрегата и вентиляторной установки. Аналогичный результат дает и анализ тепловой эффективности исследованных образцов теплообменной секции.

Таблица 2

Теплогидравлические характеристики теплообменных секций

Номер образца	Тепловая мощность секции оребренной трубы, Вт	Тепловая эффективность секции оребренной трубы	Общее термическое сопротивление теплопередаче, $(м^2 \cdot К)/Вт$	Удельная масса секции оребренной трубы, кг/м	Коэффициент компактности, $м^2/м^3$
1	4302	0,278	$1{,}36 \cdot 10^{-3}$	0,802	13156
2	4267	0,272	$1{,}35 \cdot 10^{-3}$	0,802	11720
3	3821	0,243	$1{,}33 \cdot 10^{-3}$	0,802	7580
4	2905	0,188	$1{,}64 \cdot 10^{-3}$	0,802	5888
5	4457	0,312	$1{,}63 \cdot 10^{-3}$	1,025	7885
6	2738	0,177	$2{,}04 \cdot 10^{-3}$	1,025	7821
7	3700	0,24	$1{,}86 \cdot 10^{-3}$	1,025	4566

Последующая оценка эффективных коэффициентов теплопередачи, учитывающих развитие поверхности и эффективность оребрения и значения общего термического сопротивления между потоками масла и воздуха, показывает, что наименьшее термическое сопротивление имеет серия образцов № 1–3, у которых шаг ребер составлял 2–2,5 мм при изменении высоты ребер практически в два раза – от 4 до 8,5 мм и при меньшем проходном сечении каналов по маслу, что повышает скорость течения масла при фиксированном его расходе и, как следствие, коэффициенты теплоотдачи со стороны масла и коэффициент теплопередачи в целом.

На основе полученных результатов оценки тепловой эффективности наиболее рациональные геометрические параметры теплообменной секции отмечены для образца № 5, обеспечивающего максимальную передаваемую тепловую мощность, как за счет достаточно высоких значений коэффициентов теплопередачи, так и за счет значительной площади теплообмена. Однако при прогнозировании характеристик теплообменных аппаратов важно знать не только их тепловую мощность, но и затраты мощности на прокачку теплоносителя. Обычно обеспечение высоких тепловых характеристик достигается за счет увеличения потерь давления и, как следствие, повышения мощности на прокачку. На рис. 4 представлено сравнение исследуемых образцов теплообменной секции по критериям энергетической эффективности М. В. Кирпичева – E.

Наибольшие значения критерия Кирпичева E (рис. 4) соответствуют рациональным типоразмерам теплообменной секции, так как обеспечивают передачу тепловой энергии при минимальных затратах энергии на прокачку теплоносителя. Таким образом, за счет высокой тепловой эффективности, несмотря на высокие потери давления, наилучшие показатели по воздушному каналу ($N_в$) имеют также образцы теплообменной секции № 1–3. Однако за счет меньшего проходного сечения и увеличения скорости течения масла в теплообменной секции, данные образцы имеют ухудшение критерия эффективности Кирпичева E по мощности на прокачку определяемой по масляному тракту ($N_м$). Максимальный суммарный критерий эффективности при фиксированных эксплуатационных режимных параметрах имеет образец № 5 и составляет $E = 49.5$.

Анализ значений критерия энергетической эффективности В. М. Антуфьева E' подтверждает ранее сделанные выводы о лучшей теплогидравлической эффективности образца теп-

лообменной секции № 5. Для данного образца отмечено максимальное значение суммарного критерия энергетической эффективности В. М. Антуфьева, равное $E' = 1.02$, при вариации значения данного коэффициента для других образцов в пределах $E' = 0.77–0.92$.

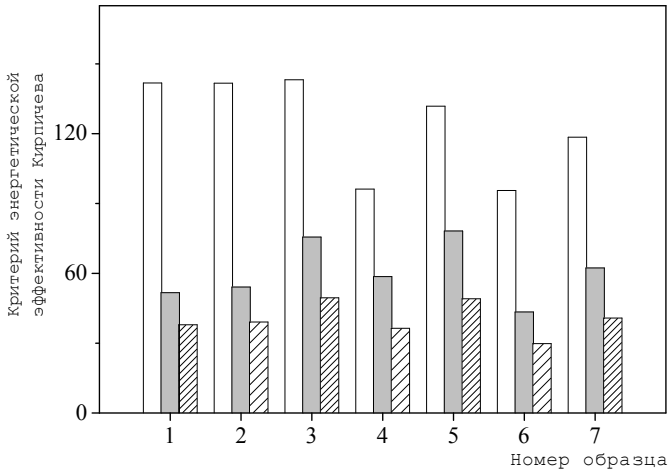


Рис. 4. Критерий энергетической эффективности М. В. Кирпичева $E = Q/N$ исследованных образцов теплообменной секции. Столбец без заполнения – расчет по $N_в$, серый столбец – расчет по $N_м$, столбец со штриховкой – расчет по ($N_в + N_м$) (параметры образцов см. табл. 1)

Таким образом, при сохранении габаритов аппарата воздушного охлаждения масла, за счет использования теплообменной секции с повышенной тепловой эффективностью (образец № 5) возможно увеличение количества отводимого тепла в данном ТА, или уменьшение массогабаритных характеристик аппарата воздушного охлаждения масла при сохранении его тепловой мощности, что может также привести дополнительно к уменьшению затрат мощности на прокачку и повышению теплогидравлической эффективности аппарата в целом.

В качестве рекомендации необходимо указать, что для уменьшения потерь давления со стороны воздушного потока, торцы плоских труб необходимо изготавливать закругленными. В [7] показано повышение теплогидравлической эффективности такой конструкции оребренных овальных (плоских) труб с ребрами по широким сторонам по сравнению с круглыми трубами и овальными трубами с различной компоновкой ребер.

Работа выполнена в лаборатории МФТП КНИТУ-КАИ при поддержке РФФИ (грант 19-58-04006-бел-мол-а), БРВВИ (грант Т19РМ-076) и договора МФТП-3 с ООО «Фирма «Термокам».

Литература

1. Попов И. А., Гортышов Ю. Ф., Олимпиев В. В. Промышленное применение интенсификации теплообмена – современное состояние проблемы (обзор) // Теплоэнергетика. 2012. № 1. С. 3.

2. ГОСТ 15150-69. Машины, приборы и другие технические изделия. Исполнения для различных климатических районов. Категории, условия эксплуатации, хранения и транспортирования в части воздействия климатических факторов внешней среды.

3. Кунтыш В. Б., Пиир А. Э. Анализ тепловой эффективности, объемной и массовой характеристик теплообменных секций аппаратов воздушного охлаждения // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2009. № 5. С. 3–6.

4. Попов И. А., Яковлев А. Б., Щелчков А. В., Рыжков Д. В., Обухова Л. А. Перспективные методы интенсификации теплообмена для теплоэнергетического оборудования // Энергетика Татарстана. 2011. № 1 (21). С. 25–29.

5. Олимпиев В. В. Интенсификация теплообмена и потенциал энергосбережения в охладителях технических масел // Теплоэнергетика. 2010. № 8. С. 40.

6. Бродов Ю. М., Аронсон К. Э., Рябчиков А. Ю., Бухман Г. Д. Разработка и опытно-промышленная проверка комплекса мероприятий по повышению эффективности и надежности работы маслоохладителей // Электрические станции. 1994. № 12. С. 33.

7. Письменный Е. Н., Демченко В. Г., Терех А. М., Семеняко А. В., Кулик К. В. Экономайзер-утилизатор из плоско-овальных труб с неполным оребрением // Восточно-европейский журнал передовых технологий. 2010. № 3/1 (45). С. 15–19.

UDC 536.24

HEAT TRANSFER AUGMENTATION IN TUBES WITH INNER HELICAL MICRO-RIBS – REVIEW AND TECHNICAL RECOMMENDATIONS

A. N. Skrypnik[1], I. A. Popov[1], Yu. F. Gortyshov[1], A. V. Shchelchkov[1], Yu. V. Zhukova[2]

[1]Kazan National Research Technical University named after A. N. Tupolev – KAI, Kazan, Russia

[2]A. V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of NAS of Belarus, Minsk

The turbulization and the periodical destruction of the boundary layer by inducing the swirling flow is known as an effective heat transfer augmentation technique. To date, a considerable amount of scientific papers dedicated to investigations on heat transfer and friction of the flow in helically-ribbed pipes have been published. There are various methods of producing the helically-ribbed pipe surfaces: by wire inserts, surface corrugation, machining on a lathe etc. (fig. 1).

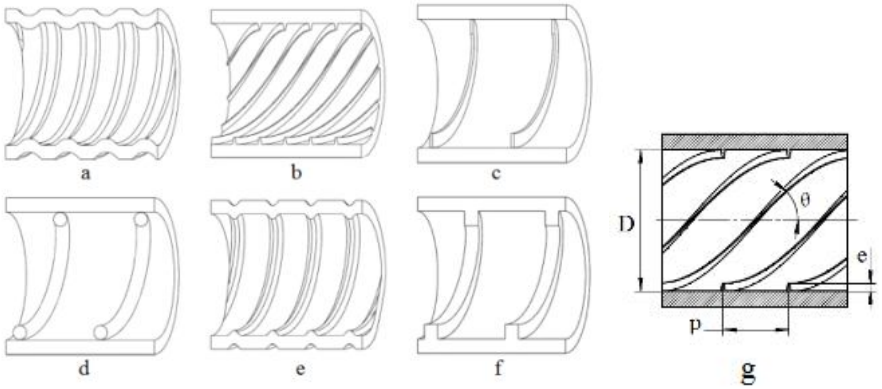


Fig. 1. Various helically-ribbed pipe geometries (a–f) and characteristic dimensions (g): a – multistart corrugation; b – inner thread; c – tape insert, d – wire insert, e – corrugation, f – extrusion, g – plot

Such pipes could be used for heat transfer intensification purpose for single-phase as well for evaporating flow. Therefore, helically-ribbed pipes are widely used in boilers, air conditioning systems, chemical industry, and food-processing. The literature indicates that pipes with the helical angle of ribs θ=18-30° are widely used in industry. However, research studies show greater efficiency for the pipes with the higher helical angle of ribs (θ = 70–86°). For the practical application, helically-ribbed pipe geometrical parameters must be justified in accordance with the demands.

The report considers results on heat transfer and friction of the single-phase turbulent flow in pipes with inner helical micro-ribs. In order to obtain a database of friction and heat transfer coeffi-

cients were examined numerous investigations: E. Sams (1956), D. Wilkie (1966), N. Sheriff (1966), P. Kumar (1970), R. Webb (1971, 1972, 1980, 2000), H. Yoshitomi (1976), R. Gupta (1979), T. Carnavos (1979, 1980), J. Withers (1980), B. Мигая (1980, 1981, 1989), H. M. Li (1982), Raja Rao (1982, 1983, 1985), W. Nakayama (1983), A.Bergles and T. Ravigururajan (1983, 1986, 1996), J.Chiou (1987), V. Zimparov (1991), Y. Nazmeev (1993), M. Jensen (1999), D. Yang (2001), S.Rainieri (2002), A Garcıa (2004, 2005, 2007, 2012, 2018), Г. Ефимова (2006), G. Zdaniuk (2008), N.-H. Kim (2018) and authors [1–5].

Heat transfer and friction factor data were correlated by the assumed model:

$$\xi(=2\cdot\Delta P/[(L/D)(\rho w^2)]),\mathrm{Nu}(=\alpha D/\lambda)=f(\mathrm{Re}_D,e/D,p/D,p/e,N,\theta/90)\,. \qquad (1)$$

The choice of factors included in the model was based on the similarity theory, dimensional analysis, and literature review. The reviewed parameters and its physical meaning is explained in Tab. 1.

Table 1

The analysis of the reciprocal influence between the factors mentioned above revealed the usage of the full range overdetermine the flow over the helically-ribbed pipe surface

Parameter	Description	Parameter meaning
$\mathrm{Re_D}$	Reynolds number	The ratio of inertial and viscous forces. Characterizes a flow regime
p/e	Relative rib spacing	Characterizes a separation and reattachment of the flow after the ribs
e/D	Relative rib height	The exposure of the rib height on the flow structure. The influence is subject to the boundary layer height (or roughness height e+)
p/D	Axial pitch	Characterizes a flow separation and reattachment zone
N	Number of starts	Characterizes an integral roughness of the heat transfer surface. It unites geometrical parameters – *p* and θ
θ/90	Normalized helix angle	Characterize the flow rotation degree at the near the wall layers in helically-ribbed pipes. The helix angle value is normalized by the maximum angle of the helix (θ = 90°)

Geometrical parameters of the helically-ribbed pipe (besides pipes with transverse ribs θ = 90°) *N*, *p* and θ are linked by the following relationship:

$$\xi,\mathrm{Nu}=f(\mathrm{Re}_D^{\,e/D,p/D,\theta/90},(e/D)^{\mathrm{Re}_D,p/D,\theta/90},(p/D)^{\mathrm{Re}_D,e/D,\theta/90},(\theta/D)^{\mathrm{Re}_D,e/D,p/D})\,. \qquad (2)$$

Thus, through an increase of the number of helical starts *N* for the constant axial pitch *p* the helix angle θ is changing.

Experimental results were obtained in the wide range of the helix angle values (θ = 14–87°). Thus, the number of starts N varied in the range *N* = 1–54 for the fixed θ value.

According to the analysis geometric simplices which include *e*, *p* and θ were chosen. However, the axial pitch *p* could be included in two different dimensionless simplices: *p*/*e* и *p*/*D*. Therefore, *p*/*e* simplex was excluded since the rib height e is considered by the factor *e*/*D*.

In this regard, the generalization model (1) transforms to

$$\xi,\mathrm{Nu}=f(\mathrm{Re}_D,e/D,p/D,\theta/90)\,. \qquad (3)$$

The model has been justified by the accuracy of the obtained correlations (described below).

The correlation equations were developed by polynomial regression method by means of the least square method.

The database for the friction factor and heat transfer coefficient contains more than 2200 points. Correlation equations for the friction factor ξ and Nusselt number Nu were found to be

$$\xi = 6.086 \cdot \mathrm{Re}_D^{-0,226} \left(e / D\right)^{0,657} (p / D)^{-0,292} (\theta / 90)^{0.543}, \tag{4}$$

$$\overline{\mathrm{Nu}} = 0.08 \cdot \mathrm{Re}_D^{0,776} \left(e / D\right)^{0,138} \left(p / D\right)^{-0,186} (q / 90)^{0.076} \mathrm{Pr}^{0,4}. \tag{5}$$

Equations (3) and (4) was developed in the following range of flow and dimensionless geometric parameters: $\mathrm{Re_D} = 4 \cdot 10^3 – 2 \cdot 10^5$; p/D = 0.059–10; e/D = 0.01–0.36; θ/90 =0.16–0.99, N = 1–54. A deviation of experimental data from the friction factor correlation (3) was ±50% with the confidence level of P=90% (coefficient of determination R^2 = 0.59).

For the Nusselt number correlation (4), experimental data deviation was found to be ±50% with the confidence level of P = 95% and 35% for P = 90% (R^2 = 0.78).

Similar results were obtained in T. Ravigururajan, A. Bergles [1] with a smaller number of experimental points (1650 and 1800 points for the friction factor and Nusselt number respectively).

In the view of high demands on the reliable prediction of thermal and hydraulic properties of heat exchange equipment (in the transport and energy sectors) mentioned experimental data deviation is not satisfactory.

The other model for the correlations was used in analogy to the model in A. Bergles and T. Ravigururajan (1986, 1996) [1]:

$$\xi, \mathrm{Nu} = f(\mathrm{Re}_D^{e/D, p/D, \theta/90}, (e / D)^{\mathrm{Re}_D, p/D, \theta/90}, (p / D)^{\mathrm{Re}_D, e/D, \theta/90}, (\theta / D)^{\mathrm{Re}_D, e/D, p/D}). \tag{6}$$

This model considers all the mutual effects of the factors included with the maximal experimental data deviation of ±35% both to the Nusselt number and friction factor (P = 0.9). However, analysis of developed correlations shows the absence of physical meaning despite the higher correlation accuracy.

In that regard, further research on the heat transfer and friction factor experimental data variation for the flow in helically-ribbed pipes were carried out. Based on the results obtained and analysis of the flow structure the experimental data were categorized by the flow parameters and ribs geometry.

One of the key parameters for the data characterization is the relative distance between the ribs p/e. As explained in tab. 1, the parameter p/e characterizes the flow separation for the flow over the ribs. as shown in Webb (1971) [2].

As it is shown in Webb, for the pipes with repeated rib roughness (θ = 90°) the flow structure could be categorized by the flow patterns downstream of the rib as a function of the relative rib spacing p/e (fig. 2). Edwards and Sheriff [1961] have shown the heat transfer coefficient reaches the peak at the reattachment point downstream the rib at the relative distance between the rib equal $p/e \approx 10$. Thus, for the rib spacing $p/e < 10$ most of the rib spacing distance is filled by the recirculation zone and therefore lower values of the heat transfer coefficients obtained.

With an increase of the relative rib spacing $p/e > 10$ after the reattachment point downstream the rib the boundary layer growth begins. With an increase of the relative rib spacing $p/e > 10$ after the reattachment point downstream the rib the boundary layer growth begins (if the rib height is comparable to the boundary layer thickness).

In the scope of this work it had been assumed that such patterns downstream the transverse ribs (θ = 90°) are valid for the helical ribs (θ < 90°). This assumption is supported by the analysis of the flow structure carried out in Bergles (1994), Garcia (2007).

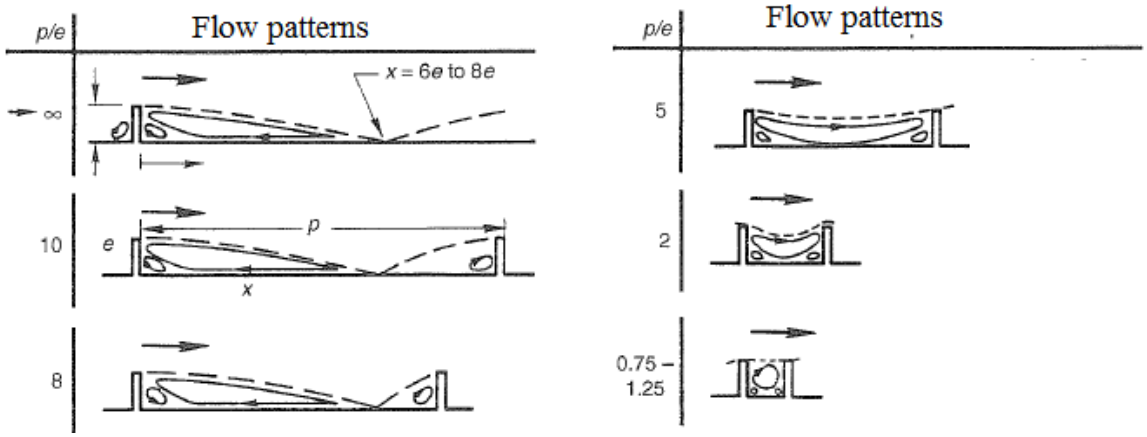


Fig. 2. Flow patterns according to the relative distance between the ribs *p*/*e* (Webb [2])

Taking this into account, as the threshold value of *p*/*e* at which the flow pattern change occurs was chosen *p*/*e* = 10. Accordingly, the database for the friction factor and heat transfer coefficient were divided into two groups – with *p*/*e* < 10 (predominance of the recirculation zone) and *p*/*e* > 10 (with the declining impact of the rib on the flow structure).

However, it must be noted that the reattachment point varies *p*/*e* = 6–15 according to the mutual influence of geometrical and flow parameters.

Further, the experimental data were categorized by the value of the helix angle θ or by the normalized helix angle θ/90, relatively to the maximum angle of the helix (θ = 90° – transverse ribs). This parameter is a characteristic of the flow rotation in helically-ribbed pipes near the wall region. The helix angle increase leads to a decrease in the flow rotation intensity. For the value of the helix angle of θ > 50° the flow separation dominates over the flow rotation (Olimpiev 1992, Brodov 1987). The flow structure is similar to the flow over transverse ribs. Thus, the greatest contribution to heat transfer augmentation is made by flow separation.

A similar finding was observed in the work of Zimparov and Vulchanov (1990). Results show that flow rotation prevails for the helix angle values of θ < 45°. For the helix angle values over the 60 degrees the flow regime and heat transfer processes is governed by the cross-flow. In the range of 45° < θ < 60° the flow rotation and cross-flow with the flow separation make comparable contributions.

Consequently, according to the database analysis and the flow patterns the threshold value of B was found to be: for *p*/*e* < 10 – θ = 50° and for *p*/*e* > 10 – θ = 45°.

The friction factor ξ (5) and Nusselt number Nu (6) correlations for the turbulent flow of single phase Newtonian flow obtained by the authors are listed below:

$$\xi = A\,\mathrm{Re}_D^{\,n}\left(e/D\right)^m\left(p/D\right)^k(\theta/90)^l, \tag{7}$$

$$\overline{\mathrm{Nu}} = B\mathrm{Re}_D^{\,n}\left(e/D\right)^m\left(p/D\right)^k(\theta/90)^l\,\mathrm{Pr}^{0,4}\ , \tag{8}$$

where *A*, *B*, *n*, *m*, *k*, *l* – are coefficients of the model; *P* – the deviation of the experimental data from the correlation with the confidence interval of *P* = 0.95, and R^2 – the coefficient of determination (Tab. 2, 3).

Table 2

Coefficient of the model, equation (7)

p/e	θ	*A*	*n*	*m*	*k*	*l*	*P*	R^2
≤10	<50°	1,22	-0,32	0,06	-0,26	0,08	±22%	0,74
≤10	>50°	2,28	-0,01	1,05	-0,41	0,61	±26%	0,69
>10	<45°	1,14	-0,2	0,13	-0,04	1,0	±18%	0,91
>10	>45°	8,16	-0,18	0,87	0,34	0,63	±30%	0,85

Table 3

Coefficient of the model, equation (8)

p/e	θ	*B*	*n*	*m*	*k*	*l*	*P*	R^2
≤10	<50°	0,0056	0,85	-0,35	-0,14	0,45	±12%	0,97
≤10	>50°	0,054	0,82	0,017	0,15	1,0	±32%	0,97
>10	<45°	0,205	0,7	0,2	-0,28	-0,03	±26%	0,96
>10	>45°	0,107	0,79	0,216	-0,22	-0,46	±34%	0,94

Equation (5) statistics:

for $p/e \le 10$ and $\theta < 50°$: the database contains 341 experimental points in the following range $Re_D = 9{,}2\cdot10^3–8{,}5\cdot10^4$; p/e = 2,27–9,88, p/D = 0.059–0,816; e/D = 0.02–0.36; θ = 25–50°, θ/90 = = 0.277–0.533, N = 1–18;

for $p/e \le 10$ и $\theta > 50°$: the database contains 381 experimental points in the following range $Re_D = 2{,}7\cdot10^3–2{,}6\cdot10^5$; p/e = 1,95–10, p/D = 0.156–2,17; e/D = 0.02–0.236; θ = 50–90°, θ/90 = = 0.533–1.0, N = 1–54;

for $p/e > 10$ и $\theta < 45°$: the database contains 459 experimental points in the following range $Re_D = 3{,}2\cdot10^3–2{,}5\cdot10^5$; p/e = 13,11–167,72, p/D = 0.15–6,9; e/D = 0.01–0.2; θ = 24–46°, θ/90 = = 0.27–0.511, N = 1–54;

for $p/e > 10$ и $\theta > 45°$: the database contains experimental points in the following range $Re_D = 3{,}1\cdot10^3–4{,}9\cdot10^5$; p/e = 10,59–76,61, p/D = 0.143–3,11; e/D = 0.01–0.22; θ = 45–90°, θ/90 = = 0.5–1.0, N = 1–54.

Equation (6) statistics:

for $p/e \le 10$ и $\theta < 50°$: the database contains 110 experimental points in the following range $Re_D = 1{,}2\cdot10^3–7{,}6\cdot10^4$; Pr = 0,7–8, p/e = 0,55–9,71, p/D = 0.059–0,389; e/D = 0.02–0.105; θ = 29–48°, θ/90 =0.33–0.53, N = 1–18;

for $p/e \le 10$ и $\theta > 50°$: the database contains 434 experimental points in the following range $Re_D = 3{,}9\cdot10^3–4\cdot10^5$; Pr = 0,7–8, p/e = 1,13–10, p/D = 0.1–2,17; e/D = 0.01–0.298; θ = 55,8–90°, θ/90 = 0.62–1.0, N = 1–54;

for $p/e > 10$ и $\theta < 45°$: the database contains experimental points in the following range $Re_D = 3\cdot10^3–1{,}1\cdot10^5$; Pr = 0,7–8, p/e = 13,85–167,72, p/D = 0.54–17,81; e/D = 0.01–0.218; θ = 24–46°, θ/90 = 0.11–0.51, N = 1–54;

for $p/e > 10$ и $\theta > 45°$: the database contains 1280 experimental points in the following range $Re_D = 3\cdot10^3–4{,}2\cdot10^5$; Pr = 0,7–8, p/e = 10,72–81,71, p/D = 0.14–4; e/D = 0.01–0.21; θ = 46–90°, θ/90 = 0.51–1.0, N = 1–54.

Consequently, the experimental data deviation from correlations (5) and (6) considerably less than for correlations (3), (4) and similar one obtained in A. Bergles and T. Ravigururajan [1]. The remained deviations, in the authors' view, might be associated with the fact that the rib shape influence on the friction factor augmentation had not been taken into consideration in the scope of this

work. The rib shape impact on flow characteristics was stated in the studies of Hijikata (1987), Dreizer (1990), Tarasevich et al. (2015). To date, however, there is no robust methods for accounting the rib shape influence on the flow structure. The other key factor affecting the accuracy of the correlations is the presence of the data related to the flow in pipes the wire coil inserts.

The wire coil inserts is a frequently used heat transfer augmentation technique. However, at low axial pitch values, the contact between the wall surface and the wire may be interrupted. This leads to the friction value change due to the flow underneath the wire inserts. Flow structure downstream the rib changes what leads to the deviation of the friction factor and Nusselt number at the related pipe geometry in the database.

General correlations for friction factor and Nusselt number for the flow in helical-ribbed pipes are presented. Reported correlations are useful in the heat exchanger design in a wide rib geometry range. The work was implemented as part of Russian Foundation For Basic Research grant number 19-38-90077 and BRFFR T19RM-076.

References

1. Ravigururajan T. S., Bergles A. E. Development and verification of general correlations for pressure drop and heat transfer in single-phase turbulent flow in enhanced tubes // Experimental Thermal and Fluid Science. 1996. Vol. 13, No. 1. P. 55–70.

2. Webb R. L., Eckert E. R. G., Goldstein R. J. f. Heat transfer and friction in tubes with repeated-rib roughness // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1971. Vol. 14, No. 4. P. 601–617.

3. Skrypnik A. N. et al. Thermohydraulic efficiency of tubes with internal spiral finning // J.of Engineering Physics and Thermophysics. 2018. Vol. 91, No. 1. P. 52–63.

4. Popov I. A. et al. Hydraulic resistance of tubes with internal helical finning designed by deforming cutting // J. of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 980, No. 1. P. 012004.

5. Vicente P. G, Garcıa A., Viedma A. Experimental investigation on heat transfer and frictional characteristics of spirally corrugated tubes in turbulent flow at different Prandtl numbers // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47, No. 4. P. 671–681.

УДК 532.5:536.2.02

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В БИНАРНОЙ СМЕСИ ПОСРЕДСТВОМ АНАЛИЗА ТОЧНОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ТЕРМОДИФФУЗИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

И. В. Степанова

Институт вычислительного моделирования СО РАН, г. Красноярск, Россия

Как известно, если состав жидкости неоднороден, то в процессе диффузии концентрация каждой компоненты во всем объеме постепенно выравнивается за счет теплового движения молекул. При этом наличие температурных градиентов приводит к увеличению скорости диффузионных потоков, перепад температур вызывает появление разности концентраций между областями с различной температурой. Такое явление называется термодиффузией или эффектом Соре и активно используется для разделения жидких и газовых смесей [1]. Если температурное поле в смеси однородно, то наблюдается явление, обратное термодиффузии: изменение концентрации компонент смеси продуцирует разность температур – эффект Дю-

фура. Данный эффект характерен для газовых смесей, при перемешивании которых возникающая разность температур может составлять несколько градусов. В подобных процессах сила потока создается совместным влиянием переноса тепла и химических компонентов [2]. Диффузионный массоперенос в земных условиях часто сопровождается гидродинамическими течениями. Тем самым, для полноты исследования нужно учитывать и генерацию конвективных потоков в бинарных смесях. Для описания перечисленных явлений обычно используются уравнения термодиффузионной конвекции в приближении Обербека–Буссинеска, где изменения плотности учтены только в членах, отвечающих архимедовой силе, линейно зависящей от температуры и концентрации.

Работа посвящена построению нового точного решения уравнений Обербека–Буссинеска и его анализа с целью моделирования течения, учитывающего разные аспекты тепломассообмена; выявления параметров, оказывающих доминирующее влияние на процесс термодиффузионного разделения. Нужно отметить, что построение точных решений уравнений механики сплошной среды остается актуальной задачей, несмотря на возросшую мощность современной вычислительной техники и быстрое развитие численных методов. Решение в конечных формулах свободно от ряда допущений, присущих численному интегрированию, и при этом, построенное даже для упрощенных моделей, наследует свойства исходных уравнений, позволяет анализировать качественные свойства процесса, находить предельные режимы.

В случае стационарного течения уравнения Обербека–Буссинеска для нахождения скорости жидкости, давления, температуры и концентрации записывается в виде [3]

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p'}{\partial x}+\nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right), \tag{1}$$

$$u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p'}{\partial y}+\nu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)+g(\beta T+\gamma C), \tag{2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0, \tag{3}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\chi\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\delta\left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 C}{\partial y^2}\right)\right), \tag{4}$$

$$u\frac{\partial C}{\partial x}+v\frac{\partial C}{\partial y}=D\left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 C}{\partial y^2}+\alpha\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right)\right). \tag{5}$$

В уравнениях (1)–(5) u, v – проекции вектора скорости на оси декартовой системы координат, вектор ускорения свободного падения имеет координаты $\vec{g}=(0,-\mathrm{g})$, $p'=p-\rho\vec{g}\vec{x}$ – модифицированное давление (отклонение от гидростатического давления), $\vec{x}=(x,y)$ – вектор координат, T – температура, C – концентрация, ρ – плотность, ν – кинематическая вязкость, χ – температуропроводность, D – коэффициент диффузии, β – коэффициент теплового расширения, γ – концентрационный коэффициент плотности, δ – коэффициент, характеризующий эффект Дюфура, α – коэффициент, характеризующий эффект Соре.

Будем считать течение однонаправленным, тогда поле скоростей таково, что $u = u(y)$, $v = 0$. В этом случае система (1)–(5) разрешима, если выполнено соотношение

$$\beta T+\gamma C=\alpha_1(y)x+\alpha_2(y), \tag{6}$$

где $\alpha_1(y)$, $\alpha_2(y)$ – пока произвольные функции. Выражая из (6) функцию C и подставляя полученное соотношение в уравнение (5), найдем функцию T:

$$T = \frac{A_1}{A_2 u}\alpha_1'' \frac{x^2}{2} + \left(\frac{A_1}{A_2 u}\alpha_2'' + \frac{A_3}{A_2}\alpha_1 \right) x + B(y), \tag{7}$$

где A_i, $i = 1, 2, 3,$ – постоянные, связанные с физическими свойствами смеси, $B(y)$ – пока произвольная функция. Тем самым функция температуры, а значит и концентрации (из (6)), зависят от горизонтальной координаты по квадратичному закону. Подстановка полученных соотношений для температуры и концентрации в равенство (4) и расщепление по степеням x приводят к системе уравнений для определения $\alpha_1(y)$, $\alpha_2(y)$, $B(y)$. При исследовании этой системы выделяется случай $\alpha_1'' = 0$. Это, в свою очередь, означает, что функции температуры и концентрации линейно зависят от x. Такое решение было изучено ранее для течения однородной жидкости в плоском слое [4], двухслойного течения бинарной смеси без эффектов Соре и Дюфура [5] и в случае двухфазного течения с испарением газопаровой смеси в верхнем слое [6]. При таком распределении температуры скорость есть полином четвертого порядка от переменной y.

При квадратичной зависимости температуры от координаты x в данной постановке точное решение ранее построено не было, его физическая интерпретация не описана в изученной автором литературе. Оказалось, что в этом случае задача сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению пятого порядка на функцию скорости

$$u^{(V)} = \frac{gA_1}{\nu A_2}(a_0 y + a_1) u,$$

решение которого в зависимости от коэффициентов a_0, a_1 является либо комбинацией произведений экспоненциальных и тригонометрических функций от y (при $a_0 = 0$), либо полиномом четвертого порядка с коэффициентами, представляющими собой вырожденные гипергеометрические функции вертикальной координаты (при $a_0 \neq 0$). После определения скорости находятся функции $\alpha_1(y)$, $\alpha_2(y)$, $B(y)$, температура восстанавливается по формуле (7), концентрация – из соотношения (6). Давление определяется из уравнений (1), (2) и является линейной функцией переменной x.

Однослойное течение с теплоизолированной стенкой. Пусть бинарная смесь заполняет бесконечный слой толщиной L, на нижней стенке задано квадратичное распределение температуры $\theta_0 x^2 + \theta_1 x + \theta_2$, θ_i, $i = 1, 2, 3,$ – заданные постоянные, и отсутствие потока вещества. Верхняя стенка считается теплоизолированной, потоки тепла и вещества через нее отсутствуют. На обеих стенках заданы условия прилипания для скорости, дополнительно задается средняя концентрация в слое. Эффект Дюфура здесь не учитывается вследствие того, что рассматриваются только жидкие смеси. Используя построенное решение и перечисленные граничные условия, составляется система уравнений на постоянные интегрирования, которая является существенно нелинейной. Она имеет два решения, поэтому в данном случае теоретически возможны два режима стационарного тепломассообмена. Вопрос их устойчивости требует отдельного анализа.

После определения всех постоянных полученное решение используется для изучения влияния тепловой нагрузки на нижней стенке и геометрии задачи на разделение смеси для смеси вода–изопропанол (30–70%). В слое возникают зоны прямого и возвратного течения, убывание градиента температуры на стенке по абсолютному значению ведет к уменьшению скорости (кривые 1 и 2 на рис. 1, *а*), в то время как уменьшение толщины слоя ведет к увеличению скорости (кривые 1 и 2 на рис. 1, *б*).

При используемых расчетных параметрах концентрация изопропанола существенно отличается (от 0.2 до 0.8) от ее среднего постоянного значения 0.7 (рис. 2), что говорит о возможности использования данного режима для разделения смеси на компоненты: более легкий изопропанол стремится к теплоизолированной стенке $y = 1$, в то время как вода скапливается у стенки $y = 0$.

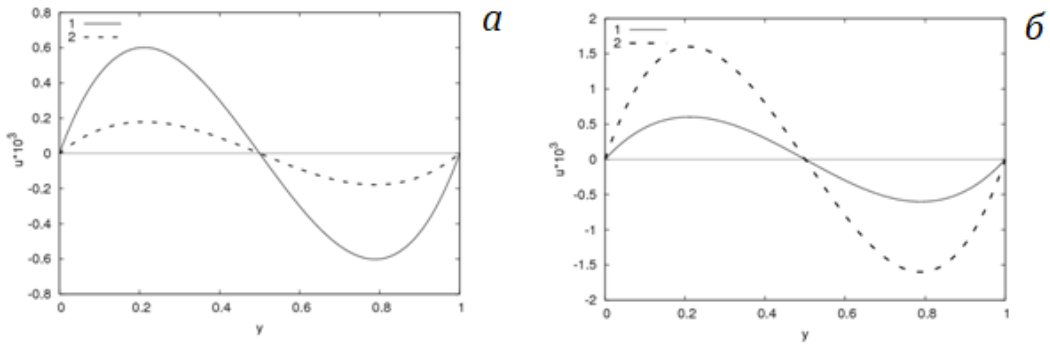


Рис. 1. Зависимость скорости от тепловой нагрузки на стенке (*а*) (1 – θ_0 = –0.0001, 2 – θ_0 = = –0.00001) и от толщины слоя (*б*) (1 – L = 0.001 м, 2 – L = 0.0005 м)

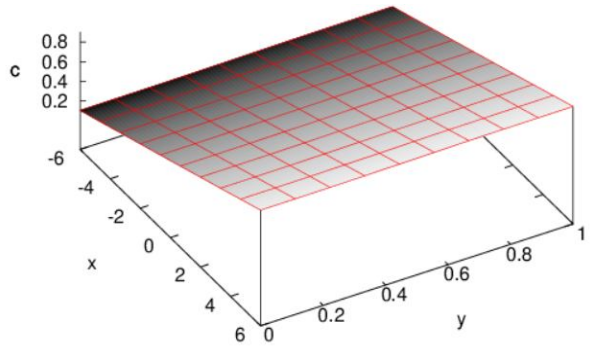


Рис. 2. Распределение концентрации изопропанола при L = 0.001 м, θ_0 = –0.0001, разности температур на стенках 2 K

Двухслойное течение с испарением на границе раздела. Описанная выше задача послужила своего рода тестом для понимания, может ли так сложно устроенное точное решение иметь физическую интерпретацию. Поскольку утвердительный ответ на этот вопрос был получен, предлагается применить построенное точное решение для описания двухфазного режима течения с испарением парогазовой смеси в верхнем слое. Для этого нужно считать выполненными уравнения (1)–(5) в каждом из двух слоев, таким образом удваивается количество искомых функций. Кроме того, необходимо поставить граничные условия не только на твердых стенках $y = –l$, $y = h$, но и на границе раздела $y = 0$, где следует задать непрерывность скорости и температуры, кинематическое и динамическое условия, а также условие переноса тепла, учитывающее диффузионный поток массы. Данное соотношение позволит вычислить массу испаряющейся жидкости. Предполагается, что построенное решение поможет смоделировать течение в зависимости от влияния эффектов Соре и Дюфура, тепловой нагрузки на стенках, геометрии канала, удельного массового расхода газа в верхнем слое, а также оценить действие нормальной и пониженной гравитации на массу испаряющейся парогазовой смеси.

В заключение отметим, что задача является актуальной вследствие применения испаряющихся жидкостей в качестве рабочих сред, например, в системах охлаждения и термостабилизации электронных устройств, при осушении или нанесении покрытий, а также при разработке оборудования с использованием испарителей и конденсаторов [7].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Красноярского края (грант 18-41-242005).

Литература

1. Рыжков И. И. Термодиффузия в смесях: уравнения, симметрии, решения и их устойчивость. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013. – 200 с.
2. Гебхарт Б., Джалурия И., Махаджан Р., Саммакия Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен. М.: Мир, 1991. – 678 с.
3. Андреев В. К., Гапоненко Ю. А., Гончарова О. Н., Пухначев В. В. Современные математические модели конвекции. М.: Наука, 2008. – 368 с.
4. Бирих Р. В. О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости // ПМТФ. 1966. № 3. С. 69–72.
5. Шлиомис М. И., Якушин В. И. Конвекция в двухслойной бинарной системе с испарением // Учен. зап. Перм. гос. ун-та. Сер. Гидродинамика. 1972. № 4. С. 129–140.
6. Бекежанова В. Б., Гончарова О. Н., Резанова Е. В. и др. Устойчивость двухслойных течений жидкости с испарением на границе раздела // Изв. РАН: МЖГ. 2017. № 3. С. 23–35.
7. Бекежанова В. Б., Гончарова О. Н. Задачи испарительной конвекции (обзор) // ПММ. 2018. Т. 82, вып. 2. С. 219–260.

УДК (536.24 + 532.5).001,573

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В ОДНОФАЗНОМ КОНТУРЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ ПРИ РАЗНЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ НА ОБОГРЕВАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Л. А. Сукомел, О. Н. Кабаньков

Национальный исследовательский университет НИУ МЭИ, г. Москва, Россия
kon09.tiger@yandex.ru

Применительно к конструкции экспериментального двухфазного контура естественной циркуляции низкого давления [1, 2] выполнено двумерное численное моделирование полей скорости и температуры при однофазном течении теплоносителя. При кипении в контуре в условиях низких приведенных давлений участок однофазной конвекции может иметь значительную протяженность. При гидравлических расчетах таких систем от корректности расчетных соотношений для коэффициентов трения и теплоотдачи зависит точность определения сечения начала закипания и, в итоге, скорости циркуляции Предмет анализа настоящей работы – ламинарный режим течения. В этом режиме в потоках, возникающих исключительно под действием термогравитационных сил, коэффициент сопротивления трения изменяется вдоль потока наиболее сложным образом. Такие потоки достаточно часто встречаются в различных технологиях, однако для инженерной практики, несмотря на многолетние исследования контуров естественной циркуляции, для этого случая до сих пор не предложены обоснованные расчетные соотношения для гидравлических расчетов [3–5].

Конструкция лабораторного контура позволила в качестве расчетной модели рассматривать замкнутую по жидкости систему из круглой и кольцевой труб. Круглая (обогреваемая) труба расположена соосно внутри кольцевой трубы. Кольцевая труба моделирует опускной участок контура. В итоге задачу можно было решить в двумерной постановке. Выражение для вектора подъёмной силы, которая появляется в системе уравнений сохранения и

которая является источником движения жидкости, может в общем случае быть записано как $\mathbf{F_B}(r,z) = \mathbf{g}[\rho(r,z) - \rho_r(z)]$, где $\mathbf{g}$ – вектор ускорения свободного падения, ρ_r – местная характерная плотность. В настоящих расчётах в качестве $\rho_r(z)$ использовалась средняя по сечению плотность в опускной секции при локальной координате z по высоте петли.

Система уравнений сохранения решалась численно с использованием метода контрольного объема в рамках компьютерного кода ANES. Расчеты проведены для естественной циркуляции воды для подъемных секций круглого поперечного сечения, обогреваемых по всей длине, при граничных условиях на греющей стенке T_c = const и q_c = const. По результатам расчета полей скорости и температуры рассчитаны продольные изменения коэффициентов сопротивления трения ξ и теплоотдачи. Представленные ниже результаты получены для подъемных секций с внутренними диаметрами d = 5.4, 9.1, 15 мм.

Тепловые нагрузки задавались таким образом, чтобы при разных диаметрах d и длинах подъемной секции L_h обеспечивались близкие по числу Re режимы течения. Приведенные на графиках результаты соответствуют числам Re на выходе из зоны обогрева Re = 1015–1060 в зависимости от внутреннего диаметра трубы и высоты подъемной секции. Расчеты проведены при температуре теплоносителя на входе 23 °С. Следует иметь в виду, что при относительно высоких тепловых нагрузках течение теплоносителя в обогреваемой секции происходит в условиях достаточно сильной переменности теплофизических свойств, прежде всего, вязкости. Это приводит к весьма существенному изменению числа Re вдоль потока. Так, например, чтобы обеспечить число Re на выходе из зоны обогрева длиной 1.3 м на уровне Re = = 1050–1060 при внутреннем диаметре d = 5.4 мм требуется обеспечить температуру греющей стенки T_c = 64 °С или плотность теплового потока на стенке q_c = 15 кВт/м^2. При этом число Re изменится от 770 на входе до 1040 на выходе при T_c = const и в пределах Re = 540–1070 при q_c = const. С увеличением гидравлического диаметра для обеспечения аналогичного гидродинамического режима требуются меньшие тепловые нагрузки. Например, при d = 15 мм число Re = 1060 на выходе достигается при T_c = 40 °С при длине L_h = 1.4 м, диапазон изменения Re вдоль потока составит Re = 910–1060. При L_h = 2.8 м и d = 15 мм число Re меняется в диапазоне Re = 900–1015 при T_c = 33 °С.

На рис. 1 представлены соответствующие описанным выше условиям расчетные профили скорости вблизи выхода из зоны обогрева. Согласно расчетам, при близких гидродинамических режимах деформация профилей скорости вдоль потока при qc = const происходит более интенсивно, чем при T_c = const (кривые 1, 2, 5, 6 на рис 1). Кроме того, степень деформации профилей скорости зависит от гидравлического диаметра, а также при d = idem от длины обогреваемой секции (кривые 3, 4 на рис. 1, *а*)

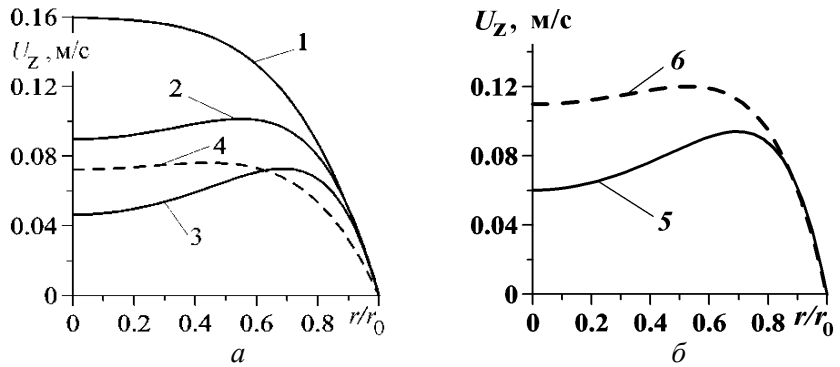


Рис. 1. Расчетные профили скорости вблизи выхода из зоны обогрева для разных труб при граничных условиях: *а* – T_c = const, *б* – q_c = const; 1 – d = 5.4 мм, z = 1.25 м, T_c = 64 °С; 2 – d = 9.1 мм, z = 1.26 м, T_c = 51 °С; 3 – d = 15 мм, z = 1.37 м, T_c = 40 °С; 4 – d = 15 мм, z = 2.71 м, T_c = 33 °С; 5 – d = 9.1 мм, z = 1.28 м, q_c = 10 кВт/м^2 , 6 – d = 5.4 мм, z = 1.28 м, q_c = 15 кВт/м^2 (z – расстояние от входа в зону обогрева)

Расчетные графики продольного изменения градиента скорости на стенке для разных труб и граничных условий приведены на рис. 2 (на рис. 2 показаны абсолютные значения $|dU_z/dz|$, координата z отсчитывается от начала обогрева). Следует отметить качественно противоположный характер зависимости $|\mathrm{d}U_z/\mathrm{d}z|$ как функции от (z/d) при T_c = const (рис. 2, *а*) и q_c = const (рис. 2, *б*).

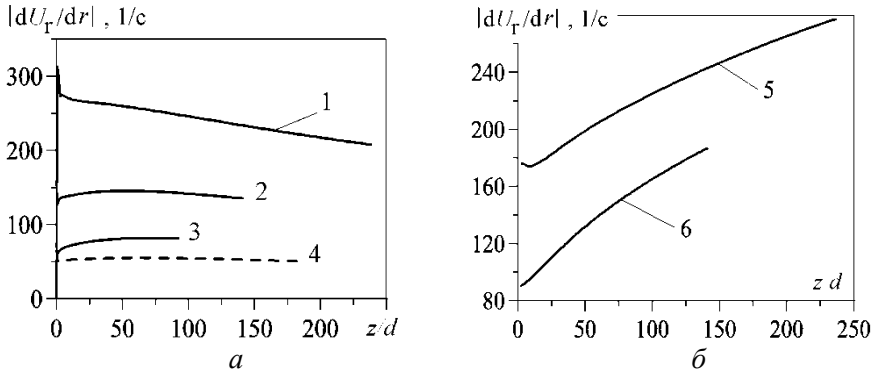


Рис. 2. Продольное изменение в зоне обогрева градиента скорости на стенке для разных труб при граничных условиях: *а* – T_c = const, *б* – q_c = const; 1 – d = 5.4 мм, L_h = 1.3 м, T_c = 64 °C; 2 – d = 9.1 мм, L_h = 1.3 м, T_c = 51 °C; 3 – d = 15 мм, L_h = 1.4 м, T_c = 40 °C; 4 – d = 15 мм, L_h = 2.8 м, T_c = 33 °C; 5 – d = 5.4 мм, L_h = 1.3 м, q_c =15 кВт/м^2, 6 – d = 9.1 мм, L_h = 1.3 м, q_c = 10 кВт/м^2

Графики изменения расчетных коэффициентов сопротивления трения ξ в зависимости от приведенной продольной координаты $X = (1/\mathrm{Re})(z/d)$ представлены на рис. 3 и 4. Касательные напряжения на стенке (а следовательно, и коэффициенты сопротивления трения) зависят не только от градиента скорости на стенке, но и от вязкости жидкости вблизи стенки, которая (вязкость) изменяется вдоль потока с температурой. Поэтому ξ и вид зависимости $\xi = f(X)$ будут зависеть от того, какой эффект окажется преобладающим, что и отражают рис. 3 и 4.

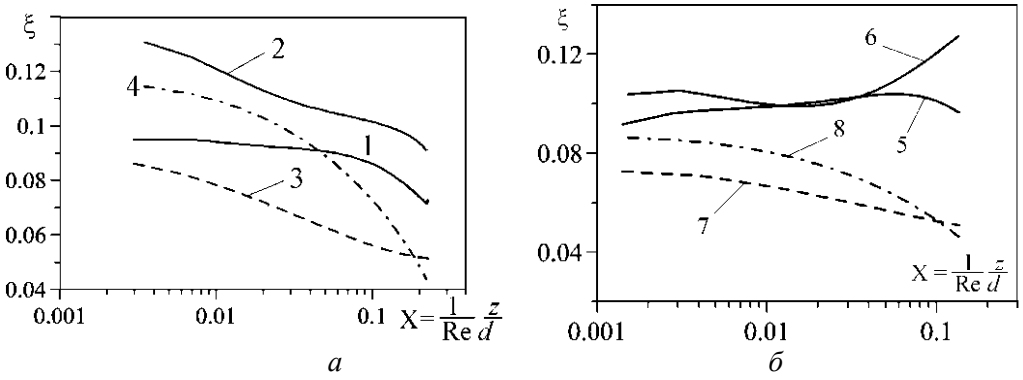


Рис. 3. Продольное изменение коэффициентов сопротивления трения для труб с внутренними диаметрами d = 5.4 и 9.1 мм при длине обогреваемой секции L_h = 1.3 м: *а) d* = 5.4 мм; 1, 2 – численное моделирование, 1 – T_c = const = 64 °C, 2 – q_c = const = 15 кВт/м^2; 3, 4 – расчет по формуле (1), 3 – T_c = 64 °C, 4 – q_c = 15 кВт/м^2; *б) d* = 9.1 мм, 5, 6 – численное моделирование, 5 – T_c = const = = 51 °C, 6 – q_c = const = 10 кВт/м^2, 7, 8 – расчет по формуле (1), 7 – T_c = 51 °C, 8 – q_c = 10 кВт/м^2

Пунктирные линии на рис. 3 (кривые 3, 4, 7, 8) – расчет по эмпирической формуле

$$\xi/\xi_0 = (\mu_c/\mu_ж)^n, \quad n > 0, \tag{1}$$

для вынужденного движения жидкости, содержащей поправку на изменение вязкости жидкости с температурой и используемой в отсутствие иных рекомендаций также и в гидравлических расчетах контуров естественной циркуляции. Согласно рекомендациям [6, 7]

$$n = C\left(\mathrm{Pe}\frac{d_\mathrm{h}}{l_\mathrm{об}}\right)^m\left(\frac{\mu_\mathrm{c}}{\mu_\mathrm{ж}}\right)^{-0.062},$$

$C = 2.30$, $m = -0.3$ при $\mathrm{Pe}(d_\mathrm{h}/l) \le 1500$ и $C = 0.535$, $m = -0.1$ при $\mathrm{Pe}(d_\mathrm{h}/l) > 1500$, ξ_0 – коэффициент сопротивления трения при постоянных свойствах.

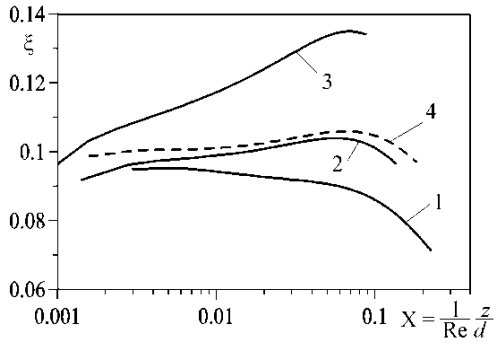


Рис. 4. Зависимость коэффициента сопротивления трения от приведенной координаты при T_c = const для труб с разными внутренними диаметрами: 1 – d = 5.4 мм, L_h – 1.3 м, T_c = 64 °C; 2 – d = 9.1 мм, L_h = 1.3 м, T_c = 51 °C, 3 – d = 15 мм, L_h = 1.4 м, T_c = 40 °C; 4 – d = 15 мм, L_h = 2.8 м, T_c = 33 °C

Как видно, использование формулы (1) на практике может привести к большим погрешностям в расчетах скорости циркуляции контура и ошибочным прогнозам режимов работы технологических установок с естественной циркуляцией теплоносителя. Расчеты указывают на существенную зависимость ξ от гидравлического диаметра.

В целом, согласно расчетам при движении жидкости исключительно под действием термогравитационных сил, касательные напряжения на стенке изменяются вдоль зоны обогрева сложным образом и коэффициент сопротивления трения, применяемый в гидравлических расчетах, не может быть описан простой зависимостью вида $\xi = a/\mathrm{Re}^b$. Хотя изменение вязкости жидкости с температурой влияет существенно на изменение трения на стенке, учет этого эффекта в виде введения поправочного множителя не улучшает точность расчетов.

На рис. 5 представлен пример изменения относительного числа Нуссельта $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_*$ вдоль зоны обогрева, Nu_* – стабилизированное число Нуссельта при вынужденном движении жидкости в круглой трубе при постоянных теплофизических свойствах, которое часто используется в инженерной практике в гидравлических расчетах систем с естественной циркуляцией. Для всех рассчитанных режимов числа Нуссельта превышают числа Нуссельта для стабилизированного вынужденного течения с постоянными теплофизическими свойствами. В сходственных гидродинамических режимах теплоотдача при q_c = const выше, чем при T_c = const. При относительно большом удалении от начала обогрева расчеты указывают на качественно разный характер зависимости $\mathrm{Nu}(z/d)$.

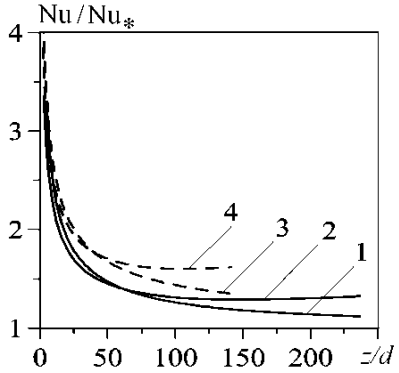


Рис. 5. Относительные числа Нуссельта $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_*$ для труб с разными внутренними диаметрами при разных граничных условиях при L_h = 1.3 м: 1, 2 – d = 5.4 мм, 1 – T_c = const = 64 °C, 2 – q_c = const = 15 кВт/м^2; 3, 4 – d = 9.1 мм, 3 – T_c = const = 51 °C, 4 – q_c = const = = 10 кВт/м^2; Nu* =3.66 при T_c = const и Nu* = 4.36 при q_c = const

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 19-08-01044а.

Литература

1. Kaban'kov O. N., Sukomel L. A., Zubov N. O., Yagov V. V. Experimental study of thermo-hydraulic characteristics of natural circulation loop at water and FC-72 boiling under atmospheric pressure // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2017. Vol. 891. P 1–9.

2. Kaban'kov O. N., Sukomel L. A., Yagov V. V., Zubov N. O. Unstable circulation regimes during water boiling in a thermosyphon loop under atmospheric pressure // Heat Pipe Science and Technology. An Int. J. 2016. Vol. 7, Issue 1-2. P. 31–44.

3. Zvirin Y. A review of natural circulation loops in pressurized water reactors and other systems // Nuclear Engineering and Design. 1981. Vol. 67. P. 203–225.

4. Kumar N., Nayak A. K., Vijayan P. K., Vaze K. K. Modeling the flow characteristics during start-up of natural circulation systems from rest state// Reactor Engineering DivisionResearch Article. 2014. ISSUE No 336 JAN-FEB 2014. P. 1–11.

5. Kumar N., Doshi J. B., Vijayan P. K. Investigations on the role of mixed convection and wall friction factor in single-phase natural circulation loop dynamics // Annals of Nuclear Energy. 2011. Vol. 38. P. 2247–2270.

6. Ягов В. В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях: учеб. пособие. М.: Изд. дом МЭИ, 2014. – 542 с.

7. Петухов Б. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А., Соловьев С. Л. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Изд-во МЭИ, 2003. – 548 с.

УДК 621.565.93/95 (043.3)

ВЛИЯНИЕ ВЫСОТЫ РЕБРА КРУГЛОРЕБРИСТЫХ ТРУБ ОДНОРЯДНОГО ПУЧКА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УГЛАХ ЕГО НАКЛОНА К ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ НА СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

А. Б. Сухоцкий[1], Е. С. Данильчик[2]

[1]Белорусский государственный технологический университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
katya.156.156@gmail.com

Рекуперативные теплообменники с пучками из биметаллических труб со спирально накатными ребрами (БРТ) с поперечным вынужденным потоком воздуха получили широкое распространение в различных энергетических и технологических установках. Большая часть данных теплообменников приходится на теплообменники воздушного охлаждения (ТВО), которые применяются в различных отраслях промышленности для конденсации и охлаждения технологических продуктов и энергоносителей.

В настоящее время ТВО в основном применяются в режиме вынужденной конвекции, который позволяет значительно увеличить коэффициент теплопередачи и тем самым снизить габариты теплообменника. Но эксплуатация таких ТВО требует значительного потребления энергии на привод вентиляторов (большое аэродинамическое сопротивление).

Одним из способов решения проблемы энергосбережения является перевод данных ТВО в режим свободной конвекции без затрат электроэнергии на привод вентиляторов. При некоторой температуре охлаждающего воздуха вентиляторы воздухохлаждаемого теплообменника могут быть частично или полностью отключены при обеспечении нормативной теп-

ловой мощности аппарата [1]. Главным недостатком данных ТВО являются малые коэффициенты теплопередачи и существенные габаритно-массовые характеристики. Поэтому очень актуальны углубленные исследования эксплуатации ТВО в режиме свободной конвекции, которые связаны с разработкой энергоэффективной поверхности теплообмена ТВО в данном тепловом режиме.

Также важным вопросом является пространственное расположение данного теплообменника, так как сегодня предприятия зачастую ограничены площадью для установки необходимого технологического оборудования.

В данной работе были проведены экспериментальные исследования влияния высоты оребрения круглоребристой трубы на свободно-конвективный теплообмен однорядного пучка из шести (m = 6 шт) труб с поперечным шагом S_1 = 64 мм (относительным поперечным шагом $\sigma_1 = S_1 / d$ = 1,140) при различных углах наклона γ к горизонтальной плоскости, а именно, исследовались углы γ = 0, 15, 30, 45, 60 и 90°.

Геометрические размеры биметаллических оребренных труб со спиральными накатными ребрами были следующие: наружный диаметр d = 56 мм; диаметр трубы по основанию d_0 = 26,8 мм; высота ребра h = 14,6 мм; шаг ребра s = 2,5 мм; средняя толщина ребра Δ = = 0,5 мм; длина трубы $l_п$ = 330 мм (теплоотдающая длина l = 300 мм), коэффициент оребрения трубы φ = 19,26. Материал ребристой оболочки – алюминиевый сплав АД1М, материал несущей трубы – углеродистая сталь. Диаметр несущей трубы $d_н$ = 25 мм, толщина стенки δ = 2 мм. Внутрь несущей трубы соосно с помощью центровочного кольца вставлялся изготовленный на ОАО «Минский завод тэнов» стальной теплоэлектронагреватель (ТЭН) диаметром $d_{ТЭН}$ = 12,5 мм и с максимальной мощностью 320 Вт. Для устранения внутренних конвективных токов воздуха и равномерного прогрева трубы между ТЭНом и стенкой засыпался кварцевый песок дисперсным составом 0,16–0,32 мм. Для снижения торцевых потерь на концах труб однорядного пучка применялся теплоизолирующий короб с минеральной ватой [2].

Для изменения высоты оребрения труб в однорядном пучке их ребра стачивались с помощью шлифования (соблюдался относительный поперечный шаг σ_1 = 1,140) до:

1) высоты ребра h = 12 мм, соответственно наружный диаметр труб составил d = 50,8 мм, а коэффициент оребрения φ = 15,08;

2) h = 8 мм; d = 42,8 мм – φ = 9,43;

3) h = 4,1 мм; d = 35 мм – φ = 4,84.

Свободно-конвективная теплоотдача изучалась методом полного теплового моделирования. Центральная труба ряда являлась калориметром, на ней устанавливались необходимые датчики для измерения средней температуры у основания ребра трубы для вычисления приведенного коэффициента теплоотдачи. Схема экспериментальной установки, аппаратурное оснащение ее измерительными приборами, методика и порядок проведения опытов изложены в [2, 3].

Во время экспериментального исследования однорядного пучка электрическая мощность, подводимая к трубе, изменялась в пределах W = 6–230 Вт, средняя температура стенки у основания ребер составляла $t_{ст}$ = 30–250 °С, а температура окружающего воздуха в камере t_0 = 16–27 °С. Теплофизические свойства воздуха λ, ν, ρ, c_p, β определяли по температуре окружающего воздуха в камере t_0. За определяющий размер был принят диаметр трубы по основанию ребер d_0.

По данным измерений рассчитывался средний приведенный коэффициент теплоотдачи конвекцией, отнесенный к полной наружной поверхности круглоребристой трубы $\alpha_к$, Вт/(м^2·К). При его определении учитывалась лучистая составляющая и составляющая потерь. Вся расчетная методика подробно представлена в [2, 4]. Результаты эксперимента представлялись в числах подобия Рэлея и Нуссельта (Nu = f(Ra)).

Результаты экспериментальных исследований однорядного пучка с относительным шагом $\sigma_1 = 1{,}140$ при различных углах наклона γ к горизонтальной плоскости для каждой из исследуемых высот ребра *h* круглоребристых труб представлены на рис. 1 и на рис. 2.

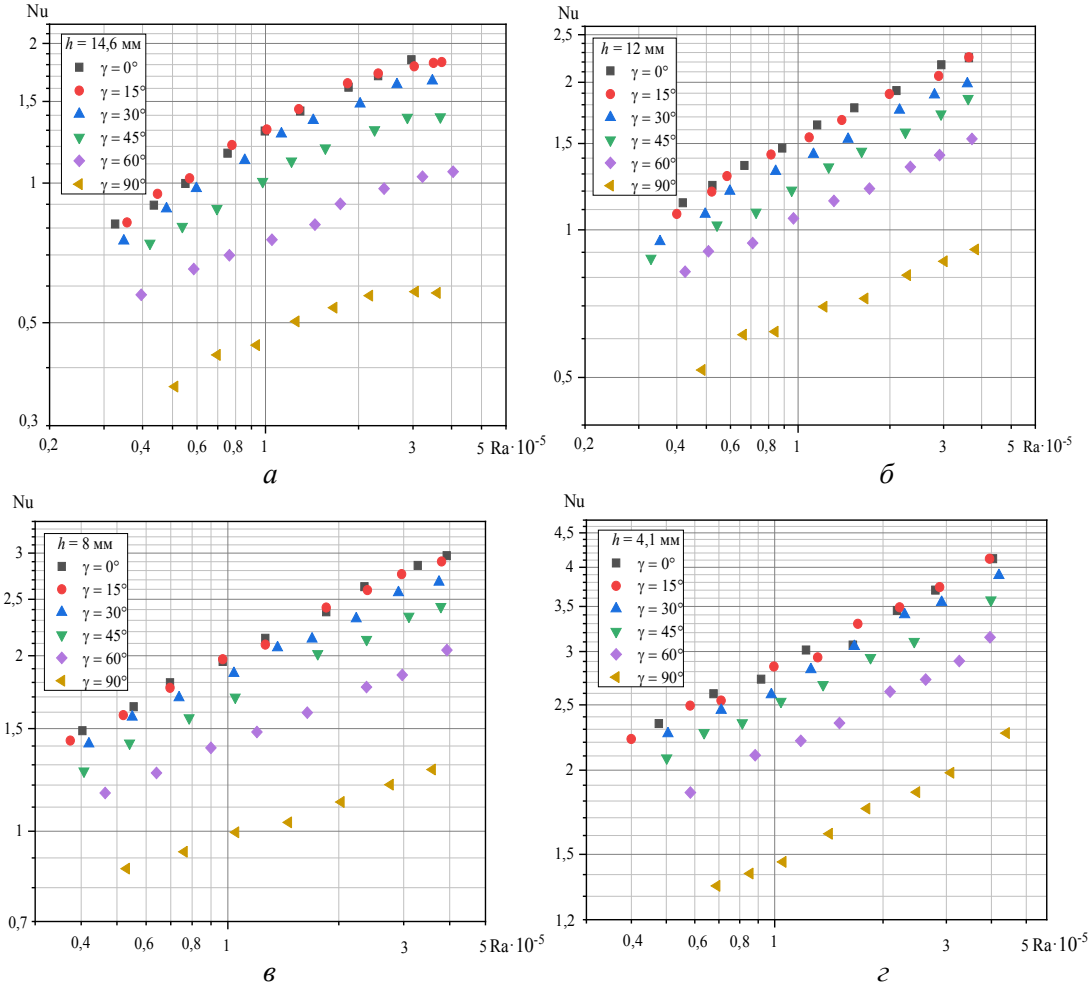


Рис. 1. Свободно-конвективная теплоотдача однорядного пучка из круглоребристых труб с $\sigma_1 = 1{,}140$ при различных углах наклона γ к горизонтальной плоскости при следующих высотах ребра труб: *а* – *h* = 14,6 мм; *б* – 12; *в* – 8; *г* – 4,1

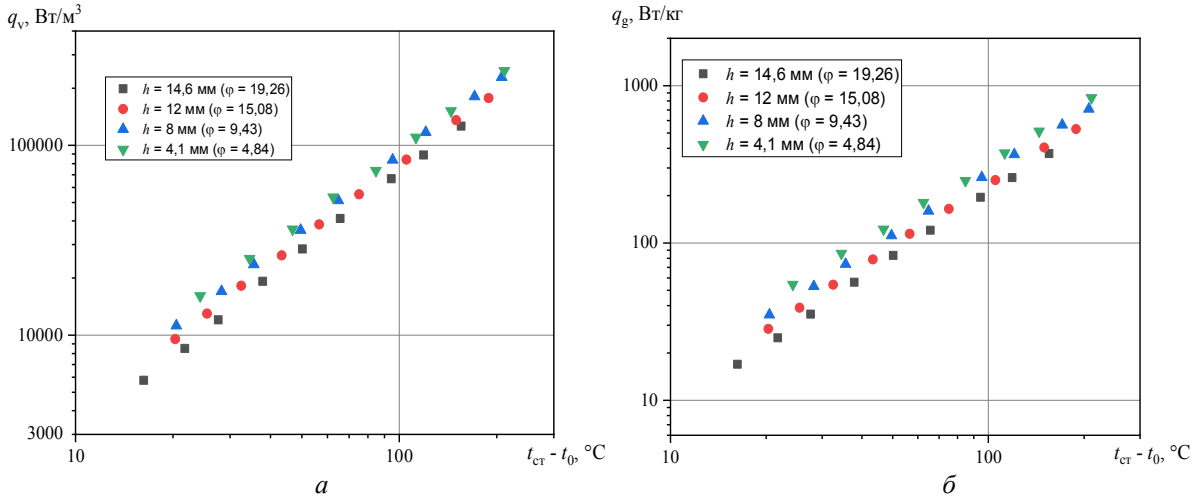


Рис. 2. Графическая зависимость объемной плотности теплового потока (*а*) и массовой плотности теплового потока (*б*) от разности средней температуры стенки трубы и температуры окружающего воздуха

Видно, что характер снижения теплоотдачи однорядного пучка при различных высотах оребрения труб от 0–15° до 60° один, а для и 90° – другой. Это можно объяснить ухудшением условий обтекания воздухом межреберного пространства. Очень интересен тот факт, что при $\gamma = 0°$ и $\gamma = 15°$ теплоотдача практически одинакова (±1,0−1,5%). При этом ее значения при $\gamma = 30°$ также приближаются к значениям при $\gamma = 0°$ и $\gamma = 15°$, что ведет к уменьшению габаритов теплообменного пучка в пространстве.

Сравнение по тепловой эффективности горизонтального однорядного пучка из круглоребристых труб с различной высотой оребрения производилось с помощью зависимости показателя объемной плотности теплового потока от движущей силы при свободной конвекции, разности средней температуры стенки трубы и температуры окружающего воздуха ($q_v = f(t_{ст} - t_0)$) [5].

Объемная плотность теплового потока при различных высотах трубы однорядного пучка в режиме свободной конвекции определялась по формуле, Вт/м^3,

$$q_v = \frac{Q_к}{V_г} m. \quad (1)$$

Для однорядного пучка габаритный объем (объем параллелепипеда), м^3: $V_г = S_{осн}H = lmS_1d$, где $S_{осн}$ – площадь основания параллелепипеда (площадь прямоугольника, образующегося длиной одной трубы l, м и m, шт. поперечных шагов труб $S_1 = d\sigma_1$, м), м^2; H – высота параллелепипеда, м, равная наружному диаметру трубы d, м.

Оценка рационального использования алюминия, из которого изготавливается оребрение для круглоребрестых труб с различной высотой оребрения, производилась с помощью зависимости показателя массовой плотности теплового потока от разности средней температуры стенки трубы и температуры окружающего воздуха ($q_g = f(t_{ст} - t_0)$).

Массовая плотность теплового потока по алюминию при различных высотах трубы однорядного пучка в режиме свободной конвекции определялась по формуле, Вт/кг,

$$q_g = \frac{Q_к}{G} m. \quad (2)$$

Результаты оценки по тепловой эффективности и рациональному использованию алюминия в однорядном пучке представлены на рис. 2.

Из анализа рис. 2 следует, что наиболее энергетически выгодной и экономически целесообразной по использованию алюминиевого оребрения является высота ребра круглоребристой трубы $h = 4{,}1$ мм.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект Т19РМ-076).

Обозначения

$Q_к$ – конвективный тепловой поток, отведенный с трубы, Вт; $V_г$ – габаритный объем, занимаемый однорядным пучком, м^3; m – число труб в пучке, шт; G – масса алюминия, кг.

Литература

1. Кунтыш В. Б., Сухоцкий А. Б., Самородов А. В. Инженерный метод теплового расчета аппарата воздушного охлаждения в режиме свободно-конвективного теплообмена // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2013. № 12. С. 3–6.

2. Сухоцкий А. Б., Данильчик Е. С. Исследование свободноконвективного теплообмена оребренной трубы и однородного пучка при различных углах наклона труб к горизон-

тальной плоскости // Тр. БГТУ. Сер. 1. Лесное хозяйство, природопользование и переработка возобновляемых ресурсов. 2019. № 2 (222). С. 272–279.

3. Сидорик Г. С. Экспериментальный стенд для исследования тепловых и аэродинамических процессов смешанно-конвективного теплообмена круглоребристых труб и пучков // Тр. БГТУ. Сер. 1. Лесное хозяйство, природопользование и переработка возобновляемых ресурсов. 2018. № 1 (204). С. 85−93.

4. Сухоцкий А. Б., Сидорик Г. С. Интенсификация свободной конвекции в однорядном оребренном пучке в аппаратах воздушного охлаждения // Тр. БГТУ. Сер. 2. Хим. технол., биотехнол., геоэколог. 2017. № 1. С.68–74.

5. Hahne E., Zhu D. Natural convection heat transfer on finned tubes in air // Int. J. Mass Transfer. 1994. Vol. 37. Suppl. 1. P. 59–63.

УДК 621.565.93/95 (043.3)

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА ОДНОРЯДНОГО ПУЧКА ИЗ КРУГЛОРЕБРИСТЫХ ТРУБ С РАЗЛИЧНОЙ ВЫСОТОЙ ОРЕБРЕНИЯ

А. Б. Сухоцкий[1], Е. С. Данильчик[2]

[1]Белорусский государственный технологический университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
katya.156.156@gmail.com

Теплообменники воздушного охлаждения (ТВО) нашли широкое распространение в промышленности. В основном это химическая, нефтехимическая, газовая, целлюлозно-бумажная промышленность, системы воздушного отопления, компрессорные станции с трубопроводами, тепловые и атомные электростанции и т.д. Главное преимущество ТВО – это использование широко доступного теплоносителя (атмосферного воздуха).

В настоящее время ТВО в основном применяются в режиме вынужденной конвекции, который позволяет значительно увеличить коэффициент теплопередачи и тем самым снизить габариты теплообменника. Но эксплуатация таких ТВО требует значительного потребления энергии на привод вентиляторов. Одним из технических решений по энергосбережению при эксплуатации ТВО является частичное или полное отключение вентиляторов (безвентиляторный режим) – перевод работы ТВО в режим свободной конвекции.

К сожалению, область температур окружающего воздуха, при которых возможно применение воздухоохлаждаемых теплообменников в условиях свободной конвекции, ограничена. Но при оснащении их дополнительными устройствами, позволяющими интенсифицировать свободную конвекцию, теплопроизводительность теплообменника может оставаться стабильной при более высоких температурах окружающего воздуха без потребления электроэнергии приводом вентилятора. Одним из таких устройств является вытяжная шахта, установленная над воздухоохлаждаемым теплообменником для усиления тяги воздуха. При этом данный режим конвективного теплообмена будет являться смешанным, когда вынужденный и свободно-конвективный теплообмен играют равнозначную роль.

В данной работе были проведены экспериментальные исследования однорядного пучка из шести круглоребристых труб с поперечным шагом $S_1 = 64$ мм (относительным поперечным шагом $\sigma_1 = S_1 / d = 1{,}140$) с различной высотой оребрения труб. Геометрические разме-

ры биметаллических оребренных труб со спиральными накатными ребрами были следующие: наружный диаметр d = 56 мм; диаметр трубы по основанию d_0 = 26,8 мм; высота ребра h = 14,6 мм; шаг ребра s = 2,5 мм; средняя толщина ребра Δ = 0,5 мм; длина трубы $l_п$ = = 330 мм (теплоотдающая длина l = 300 мм), коэффициент оребрения трубы φ = 19,26. Материал ребристой оболочки – алюминиевый сплав АД1М, материал несущей трубы – углеродистая сталь. Диаметр несущей трубы $d_н$ = 25 мм, толщина стенки δ = 2 мм.

Для изменения высоты оребрения труб в однорядном пучке их ребра стачивались с помощью шлифования (соблюдался относительный поперечный шаг σ_1 = 1,140) до: 1) высоты ребра h = 12 мм, соответственно наружный диаметр труб составил d = 50,8 мм, а коэффициент оребрения φ = 15,08; 2) h = 8 мм; d = 42,8 мм – φ = 9,43; 3) h = 4,1 мм; d = 35 мм – φ = = 4,84.

Для интенсификации свободно-конвективного теплообмена над поверхностью однорядного пучка, описанного выше, устанавливались два вида шахт – с регулируемым проходным сечением и регулируемой высотой [1].

Первым типом являлась шахта с регулируемым проходным сечением, представляющая собой параллелепипед из фанеры с прямоугольным основанием, высотой 0,52 м. Для регулирования проходного сечения на ее выходе устанавливались крышки с круглыми отверстиями различного диаметра $d_{отв}$ = 0,105; 0,160 и 0,205 м.

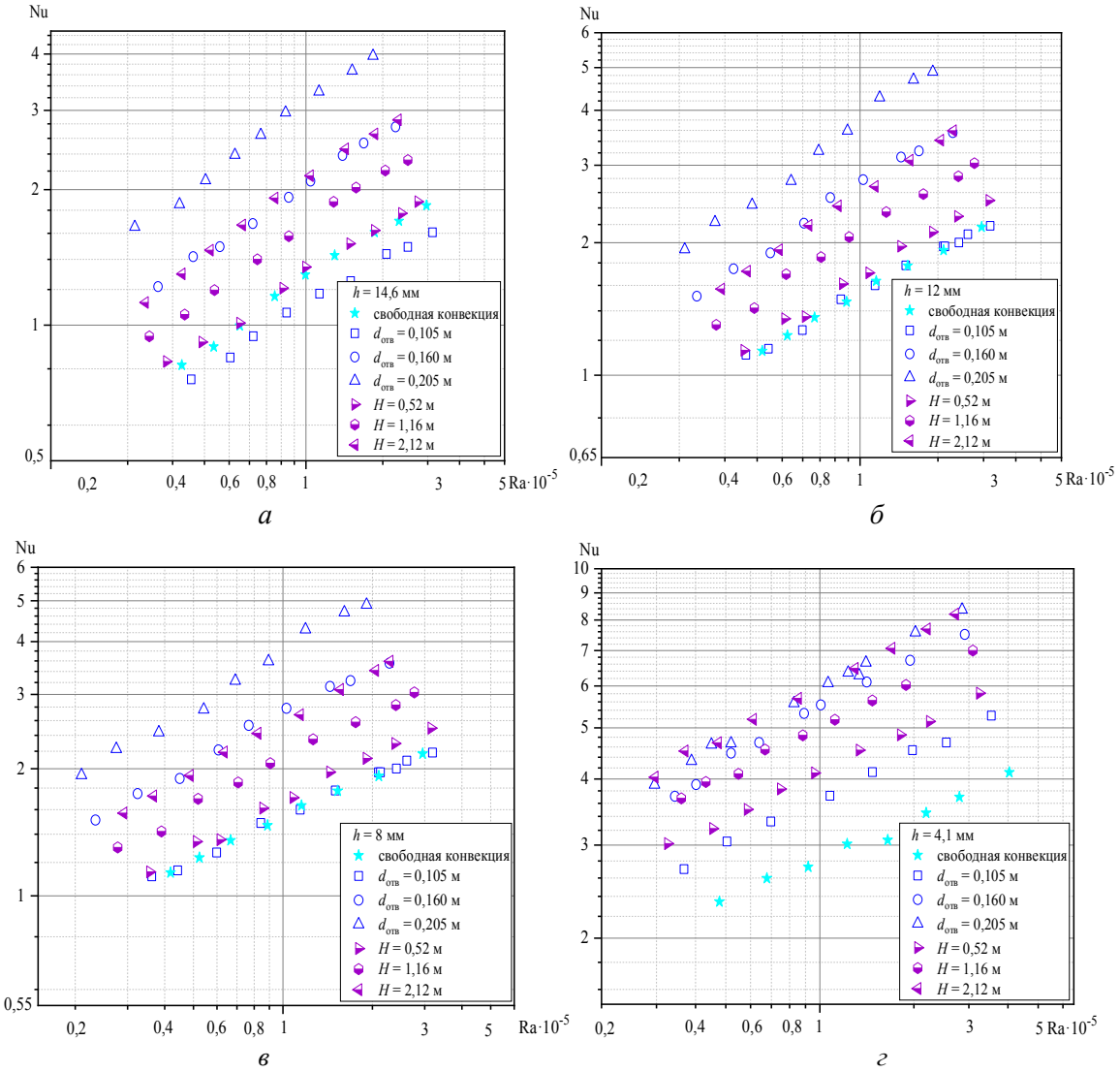
Другой тип – это шахта с прямоугольным основанием, переходящим через конфузор в цилиндрическую трубу диаметром 0,105 м, регулируемой высотой H = 0,52; 1,16; 2,10 м.

Смешанно-конвективная теплоотдача изучалась методом полного теплового моделирования. Внутрь труб соосно с помощью центровочного кольца вставлялся, изготовленный на ОАО «Минский завод тэнов», стальной теплоэлектронагреватель (ТЭН) диаметром $d_{ТЭН}$ = = 12,5 мм, максимальной мощностью 320 Вт. Центральная труба ряда являлась калориметром, на ней устанавливались необходимые датчики для измерения средней температуры у основания ребра трубы для вычисления приведенного коэффициента теплоотдачи. Для снижения торцевых потерь на концах труб однорядного пучка применялся теплоизолирующий короб с минеральной ватой. Схема экспериментальной установки, аппаратурное оснащение ее измерительными приборами, методика и порядок проведения опытов изложены в [1, 2]. Во время проведения опытов электрическая мощность, подводимая к трубе, изменялась в пределах W = 7−210 Вт, средняя температура стенки у основания ребер составляла $t_{ст}$ = 30−200 °С, а температура окружающего воздуха в камере t_0 = 16–27°С.

По данным измерений рассчитывался средний приведенный коэффициент теплоотдачи конвекцией, отнесенный к полной наружной поверхности круглоребристой трубы $\alpha_к$, Вт/(м^2·К). При его определении учитывалась лучистая составляющая и составляющая потерь. Теплофизические свойства воздуха λ, ν, ρ, c_p, β определяли по температуре окружающего воздуха в камере t_0. За определяющий размер был принят диаметр трубы по основанию ребер d_0. Вся расчетная методика подробно представлена в [2, 3]. Полученные данные обобщались в виде чисел подобия Рэлея и Нуссельта (Nu = f(Ra)).

Результаты экспериментальных исследований свободной и интенсифицированной (смешанной) конвективной теплоотдачи однорядного пучка (с относительным шагом σ_1 = 1,140) из круглоребристых труб с различной высотой оребрения труб представлены на рисунке. Видно, что при снижении высоты оребрения круглоребристых труб (от одной высоты к другой, например h = 14,6 мм по сравнению с h = 12 мм и т. д.) теплоотдача однорядного пучка в режиме свободной и смешанной конвекции увеличивается в 1,1–1,6 раза. Также видно, что интенсификация свободно-конвективного теплообмена однорядного пучка протекает поразному при различных высотах оребрения труб. Например, при h = 14,6 мм вытяжная шахта с выходным диаметром отверстия $d_{отв}$ = 0,105 м ухудшает теплоотдачу однорядного пучка по сравнению со свободно-конвективным режимом в 1,1 раза (более подробно объяснено в [4]),

а при h = 4,1 мм, наоборот, увеличивает теплоотдачу однорядного пучка в 1,28 раза. В остальных случаях при увеличении диаметра выходного отверстия шахты и высоты шахты при различных высотах оребрения труб наблюдается увеличение теплоотдачи однорядного пучка по сравнению со свободно-конвективным тепловым режимом.



Свободно-конвективная и смешанно-конвективная теплоотдача однорядного пучка с относительным шагом σ_1 = 1,140 с различными высотами ребра труб: *а* – h = 14.6 мм; *б* – 12; *в* – 8; *г* – 4,1

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект Т19РМ-076).

Литература

1. Сидорик Г. С. Экспериментальный стенд для исследования тепловых и аэродинамических процессов смешанно-конвективного теплообмена круглоребристых труб и пучков // Тр. БГТУ. Сер. 1. Лесное хозяйство, природопользование и переработка возобновляемых ресурсов. 2018. № 1 (204). С. 85−93.

2. Сухоцкий А. Б., Данильчик Е. С. Исследование свободноконвективного теплообмена оребренной трубы и однородного пучка при различных углах наклона труб к горизонтальной плоскости // Тр. БГТУ. Сер. 1. Лесное хозяйство, природопользование и переработка возобновляемых ресурсов. 2019. № 2 (222). С. 272–279.

3. Сухоцкий А. Б., Сидорик Г. С. Интенсификация свободной конвекции в однорядном оребренном пучке в аппаратах воздушного охлаждения // Тр. БГТУ. Сер.2. Хим. технол., биотехнол., геоэколог. 2017. № 1. С. 68–74.

4. Сухоцкий А. Б., Сидорик Г. С. Исследование смешанноконвективной теплоотдачи однорядных воздухоохлаждаемых теплообменников при различных поперечных шагах установки труб // Изв. ВУЗов. Проблемы энергетики. 2017. № 19. С. 3–11.

УДК 532.516; 532.5; 629.9:662.92

АПРОБАЦИЯ МОДЕЛИ ПЛОСКОГО ТЕЧЕНИЯ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

В. Д. Тютюма[1], Г. В. Дашков[2], А. Д. Солодухин[2]

[1]Институт энергетики НАН Беларуси, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Введение. Движение рабочей среды в вихревой камере вихревых аппаратов характеризуется весьма сложной пространственной структурой течения и теплообмена. В то же время, для инженерных методов расчета более желаемым было бы применение упрощенных моделей, которые, несмотря на менее сложное математическое описание процессов тепломассообмена, позволяли бы учитывать характерные черты протекающих в вихревой камере процессов [1–4]. Как показано в работе [5], специфика течения и теплообмена в вихревой камере такова, что для ее описания требуется учет всех сопутствующих течению факторов в их полном объеме и многообразии. В этом случае упрощение задачи может быть осуществлено большей частью только за счет уменьшения ее размерности в координатном пространстве. Такому упрощению модели течения в вихревой камере способствуют три обстоятельства: преобладающая величина тангенциальной составляющей скорости по сравнению с осевой и радиальной компонентами, преимущественное влияние ее на распределение давления и незначительное изменение закрученного течения вдоль оси вращения [6]. В этих условиях в первом приближении можно пренебречь воздействием осевого потока на структуру течения и рассматривать задачу в плоскости поперечного сечения вихревой камеры. Такой переход к плоской задаче значительно упрощает интегрирование исходных уравнений и позволяет получить точное замкнутое аналитическое решение в общем случае движения вязкой, теплопроводной, сжимаемой жидкости [5].

Следует заметить, что помимо математических трудностей движению среды в вихревой камере присущи и проблемы концептуального плана. Как показано [7, 8], в высоконапряженных сдвиговых потоках при описании движения вязкой сжимаемой среды необходимо принимать во внимание изэнтропичность процесса переноса импульса.

В настоящей работе рассмотрено, как согласуются расчеты на основе модели плоского течения с экспериментальными данными распределения гидродинамических и термодинамических параметров в вихревой камере. Для сравнения анализ проводится на основе теории Навье–Стокса и для модели плоского осесимметричного течения вязкого сжимаемого газа с учетом изэнтропичности переноса импульса.

Профиль тангенциальной составляющей скорости. В результате решения уравнений плоского осесимметричного движения вязкой сжимаемой жидкости для распределения тангенциальной скорости в поперечном сечении вихревой камеры обе модели дают одно и то же соотношение [5]

$$\frac{V_\varphi}{V_{\varphi 1}}=\begin{cases}\left(1+\dfrac{\Theta}{2}\left(\dfrac{r_2}{r_1}\right)^{\Theta+2}\right)^{-1}\left[\left(\dfrac{r}{r_1}\right)^{\Theta+1}+\dfrac{\Theta}{2}\left(\dfrac{r_2}{r_1}\right)^{\Theta+2}\dfrac{r_1}{r}\right], & r_2\le r\le r_1;\\ \left(1+\dfrac{\Theta}{2}\right)\left(\dfrac{r_2}{r_1}\right)^{\Theta}\left(1+\dfrac{\Theta}{2}\left(\dfrac{r_2}{r_1}\right)^{\Theta+2}\right)^{-1}\dfrac{r}{r_1}, & 0\le r\le r_2.\end{cases} \quad (1)$$

В представленном решении тангенциальная скорость зависит от двух безразмерных параметров r_2/r_1 и Θ. Первый из них определяет расположение максимума, а второй – величину тангенциальной скорости в точке максимума. Для $\Theta > 0$ формула (1) описывает зависимость от радиуса профиля тангенциальной скорости в вихреисточнике, а при $\Theta < 0$ – в вихрестоке. Значение $\Theta = 0$ соответствует квазитвердому вращению в вынужденном вихре. С уменьшением параметра r_2/r_1 максимумы графиков для вихрестоков смещаются к оси вращения и одновременно увеличиваются. Рост по модулю параметра Θ приводит в основном к увеличению максимального значения при незначительном смещении положения экстремума. Таким образом, по виду графика тангенциальной скорости можно судить о преимущественном направлении среднего радиального течения и настолько близко к оси вращения происходит отбор или подвод массы в рассматриваемом поперечном сечении вихревой камеры.

Рассмотрим, как согласуются расчеты профиля тангенциальной скорости по соотношению (1) с экспериментом. Подробные экспериментальные данные для вихревых течений со слабой закруткой представлены в [3]. В экспериментах измерялись профили тангенциальной и осевой компонент скорости и давления. В камере с боковым вдувом измерения проводились в трех сечениях: z/L = 0,1; 0,5; 0,9.

На рис. 1 приведено сравнение теоретических профилей тангенциальной скорости (сплошные линии) с измеренными значениями в плоскости поперечного сечения z/L = 0,5.

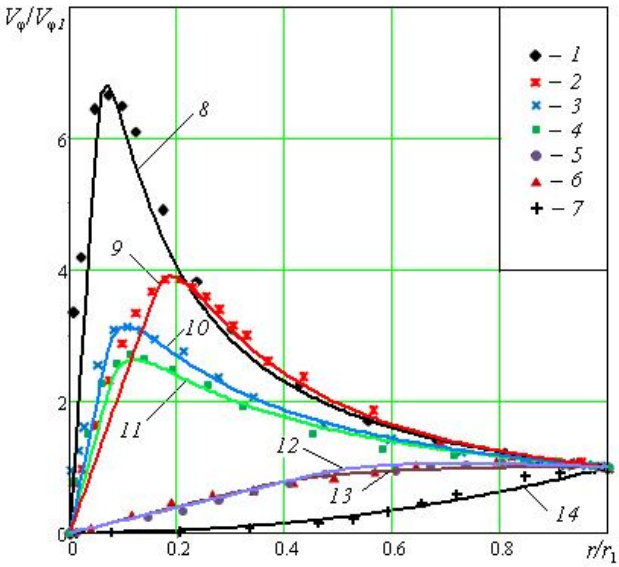


Рис. 1. Графики тангенциальной скорости в поперечном сечении вихревой камеры со вдувом воздуха по боковой поверхности (z/L = 0,5). Эксперимент [3]: *1* – $D_к$ = 160 мм, $D_в$ = 30 мм, L = 200 мм, G = 14,4 г/с, $f_{вх}$ = 18 см^2, $\psi_{вх}$ = 60°; *2* – $D_к$ = 160 мм; $D_в$ = 55 мм; L = 200 мм; G = 14,4 г/с; $f_{вх}$ = 16,38 см^2; $\psi_{вх}$ = 45°; *3* – $D_к$ = 160 мм; $D_в$ = 30 мм; L = 200 мм; G = 8,05 г/с; $f_{вх}$ = 3,6 см^2, $\psi_{вх}$ = 65°; *4* – $D_к$ = 160 мм, $D_в$ = 60 мм, L = 40 мм, G = 6,25 г/с, $\psi_{вх}$ = 45°; *5* – $D_к$ = 160 мм, $D_в$ = 120 мм, L = 200 мм, G = 43,2 г/с, $f_{вх}$ = 16,38 см^2, $\psi_{вх}$ = 45°; *6* – $D_к$ = 55 мм, $D_в$ = 55 мм, L = 55 мм; *7* – $D_к$ = 160 мм, $D_в$ = 160 мм, L = = 200 мм, G = 43,2 г/с, $f_{вх}$ = 16,38 см^2; $\psi_{вх}$ = 45°. Расчет по формуле (1): *8* – Θ = –2,77, r_2/r_1 = 0,05; *9* – Θ = –4,8, r_2/r_1 = 0,16; *10* – Θ = –2,11, r_2/r_1 = 0,067; *11* – Θ = –1,99, r_2/r_1 = 0,073; *12* – Θ = –2,1, r_2/r_1 = 0,45; *13* – Θ = –1,3, r_2/r_1 = 0,35; *14* – Θ = 1,1, r_2/r_1 = 0,1

В экспериментах варьировались: диаметры выходных патрубков, расходы подаваемого в камеру воздуха, входные площади сопел, скорости на входе в вихревую камеру. Для каждой теоретической кривой приведены соответствующие значения параметров Θ и r_2/r_1. Как видно из представленных графиков, расчеты по формуле (1) достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными практически во всем диапазоне изменения радиальной координаты. Небольшие расхождения теоретических кривых с экспериментом обусловлено, с одной стороны, упрощенной моделью описания, а с другой стороны, нарушениями осевой симметрии потока в эксперименте. Все профили в вихревой камере соответствуют вихрестокам и только кривая *14* относится к вихреисточнику.

Распределение давления. В теории Навье–Стокса давление в вихревой камере формируется под действием центробежных сил и определяется преимущественно профилем тангенциальной составляющей скорости и распределением по радиусу температуры.

В модели изэнтропического переноса импульса механизм возникновения избыточного давления более сложный. В этом случае для приращения давления на основании соотношений, полученных в [5], можно записать выражение

$$dp(r)=\frac{\rho(r)}{\gamma M_1^2}dT(r)+\frac{T(r)}{\gamma M_1^2}d\rho(r)=\frac{\rho(r)}{\gamma M_1^2}dT(r)+\frac{\rho}{\gamma}\frac{V_\varphi^2}{r}dr\,.$$

В этом соотношении первый член учитывает вклад в приращение давления изохорного нагрева, а второй – действие центробежных сил. Это указывает на то, что расчет давления по теории изэнтропического переноса импульса будет более восприимчивым по отношению к распределению температуры, чем по теории Навье–Стокса.

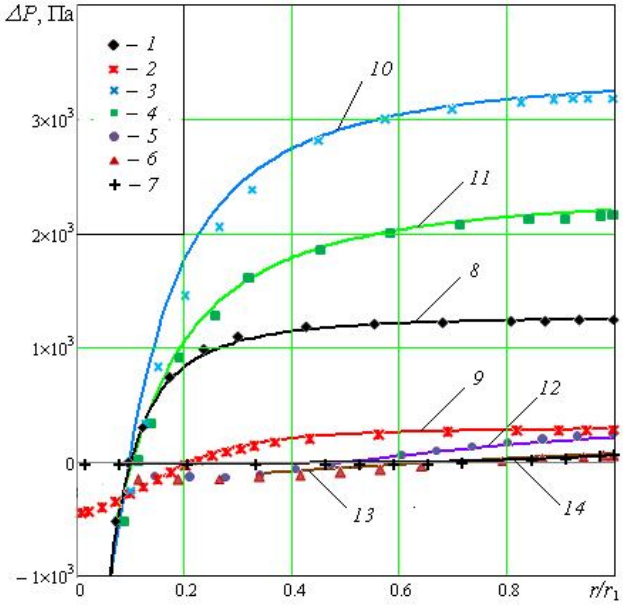


Рис. 2. Распределение давления в поперечном сечении вихревой камеры со вдувом воздуха по боковой поверхности (z/L = 0,5). Эксперимент [3]: *1* – $D_к$ = 160 мм, $D_в$ = 30 мм, L = 200 мм, G = = 14,4 г/с, $f_{вх}$ = 18 см^2, $\psi_{вх}$ = 60°; *2* – $D_к$ = 160 мм; $D_в$ = 55 мм; L = 200 мм; G = 14,4 г/с; $f_{вх}$ = 16,38 см^2; $\psi_{вх}$ = 45°; *3* – $D_к$ = 160 мм; $D_в$ = 30 мм; L = 200 мм; G = 8,05 г/с; $f_{вх}$ = 3,6 см^2, $\psi_{вх}$ = 65°; *4* – $D_к$ = 160 мм, $D_в$ = 60 мм, L = 40 мм, G = 6,25 г/с, $\psi_{вх}$ = 45°; *5* – $D_к$ = 160 мм, $D_в$ = 120 мм, L = 200 мм, G = 43,2 г/с, $f_{вх}$ = 16,38 см^2, $\psi_{вх}$ = 45°; *6* – $D_к$ = 55 мм, $D_в$ = 55 мм, L = 55 мм; *7* – $D_к$ = 160 мм, $D_в$ = 160 мм, L = = 200 мм, G = 43,2 г/с, $f_{вх}$ = 16,38 см^2; $\psi_{вх}$ = 45°. Расчет по теории Навье–Стокса: *8* – Θ = –2,77, r_2/r_1 = 0,05, $V_{\varphi 1}$ = 6,1 м/с; *9* – Θ = –4,8, r_2/r_1 = 0,16, $V_{\varphi 1}$ = 5,1 м/с; *10* – Θ = –2,11, r_2/r_1 = 0,067, $V_{\varphi 1}$ = = 15,0 м/с; *11* – Θ = –1,99, r_2/r_1 = 0,073, $V_{\varphi 1}$ = 15,2 м/с; *12* – Θ = –2,1, r_2/r_1 = 0,45, $V_{\varphi 1}$ = 15,2 м/с; *13* – Θ = –1,3, r_2/r_1 = 0,35, $V_{\varphi 1}$ = 12,7 м/с; *14* – Θ = 1,1, r_2/r_1 = 0,1, $V_{\varphi 1}$ = 15,8 м/с

На рис. 2 приводится сравнение теоретических расчетов распределений давления в поперечном сечении вихревой камеры (z/L = 0,5) с экспериментом [3], рассчитанных по теории Навье–Стокса. При расчетах Θ и r_2/r_1 соответствуют значениям этих параметров для полученных ранее теоретических профилей тангенциальной скорости. Из представленных графиков видно, что расчеты по теории Навье–Стокса в случае слабой закрутки дают хорошее совпадение теоретических и экспериментальных зависимостей.

Сравнение расчетов распределения давления в поперечном сечении вихревой камеры на основе модели изэнтропического переноса импульса с расчетами по теории Навье–Стокса и экспериментом показано на рис. 3. Из представленных графиков видно, что теоретические кривые давления, рассчитанные по теории Навье–Стокса, практически не зависят от распределения температуры в плоскости поперечного сечения вихревой камеры.

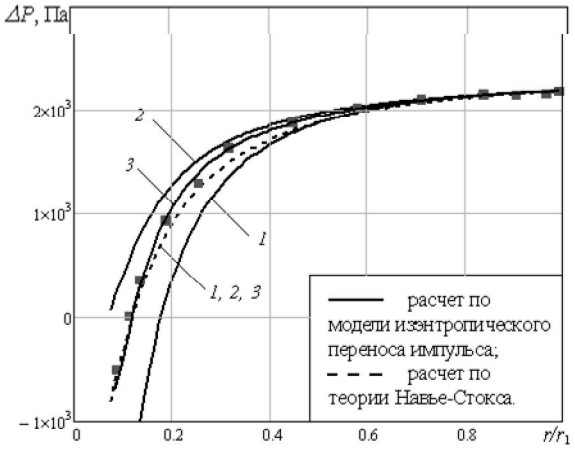


Рис. 3. Распределение давления в поперечном сечении вихревой камеры со вдувом воздуха по боковой поверхности (z/L = 0,5). Эксперимент [3]: $D_к$ = 160 мм, $D_в$ = 60 мм, L = 40 мм, G = 6,25 г/с, $\psi_{вх}$ = 45°; Расчет (Θ = –1,99, r_2/r_1 = 0,073, $V_{\varphi 1}$ = 15,2 м/с, T_0 = 300 К): *1* – $T_п = 0$; *2* – $T = T_1 = \text{const}$; *3* – $T_i = 0{,}04(1 - r^{0,5})^4$

Расчеты давления на основе модели изэнтропического переноса импульса, как и предполагалось, сильно зависят от распределения температуры в рассматриваемом сечении. При этом за счет поправки к распределению температуры было получено достаточно хорошее согласование теоретического профиля давления (сплошная линия *3*) с экспериментом, что весьма знаменательно, учитывая невозможность такой корректировки распределения давления за счет температуры в теории Навье–Стокса.

Обозначения

M – число Маха; P – давление, Па; r – радиальная координата, м; $\text{Re} = \rho r_1 V_{r1}/\mu$ – число Рейнольдса; T – температура, К; V_r, V_φ – радиальная и тангенциальная составляющие скорости, м/с; γ – показатель адиабаты; μ – коэффициент вязкости, Па·с; $\Theta = V_{r1}\text{Re}/|V_{r1}|$ – безразмерный параметр; ρ – плотность, кг/м^3.

Литература

1. Меркулов А. П. Вихревой эффект и его применение в технике. М.: Машиностроение, 1989. – 143 с.

2. Пиралишвили Ш. А., Поляев В. М., Сергеев М. Н. Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения / Под ред. А. И. Леонтьева. М.: УНПЦ «Энергомаш», 2000. – 412 с.

3. Смульский И. И. Аэродинамика и процессы в вихревых камерах. Новосибирск: Наука, 1992. – 301 с.

4. Кузнецов В. И., Макаров В. В. Эффект Ранка: эксперимент, теория, расчет. М.: Инновационное машиностроение, 2017. – 376 с.

5. Тютюма В. Д. Влияние тепловых процессов на эффективность энергоразделения в вихревой трубе Ранка // ИФЖ. 2016. Т. 89, № 6. С. 1528–1537.

6. Суслов А. Д., Иванов С. В., Мурашкин А. В., Чижиков Ю. В. Вихревые аппараты. М.: Машиностроение, 1985. – 256 с.

7. Тютюма В. Д. Концептуальные особенности построения теории вязких течений сжимаемых сред // ИФЖ. 2012. Т. 85, № 2. С. 333–335.

8. Тютюма В. Д. Распределение давления в кольцевом зазоре между вращающимися соосными цилиндрами при больших напряжениях сдвига // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 6. С. 1476–1479.

УДК 532.517.4:536.25

ТУРБУЛЕНТНАЯ КОНВЕКЦИЯ ЖИДКОГО НАТРИЯ В НАКЛОНЕННОМ ЦИЛИНДРЕ: ЛАБОРАТОРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

П. Г. Фрик[1], И. В. Колесниченко[1], А. Д. Мамыкин[1], С. Д. Мандрыкин[1], А. М. Павлинов[1], А. С. Теймуразов[1], А. В. Шестаков[1], Р. И. Халилов[1], O. Shishkina[2], L. Zwirner [2]

[1] Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия
[2]Max Planck Institute for Dynamics and Self-Organization, Goettingen, Germany

Конвективное движение, вызванное неоднородным нагревом, является одним из наиболее распространенных видов течения жидкости и газа в природе и современных технических приложениях. Конвекция Релея–Бенара в замкнутых цилиндрических полостях с диаметром равным высоте является классической фундаментальной задачей гидродинамики, популярной с 60-х годов по настоящее время [1]. Актуальность работы определяется острым недостатком экспериментальных и численных данных по турбулентной конвекции и турбулентному конвективному теплопереносу в жидкостях, характеризуемых низкими значениями числа Прандтля (жидких металлах, используемых в качестве теплоносителей, в частности, в атомной энергетике). Важным и недостаточно исследованным остается вопрос о структуре и поведении крупномасштабной циркуляции (КМЦ), развивающейся в объёме полости на фоне мелкомасштабной турбулентности. В недавних работах [2–4] были обнаружены и описаны такие моды КМЦ как слошинг и торсионные колебания при конвекции воды в цилиндрической полости. В работе приводятся результаты экспериментального исследования конвекции жидкого натрия в цилиндре с единичным соотношением сторон и разных углах наклона β оси цилиндра от вертикали. При всех β как в эксперименте, так и в расчетах в полости формируется крупномасштабная циркуляция (КМЦ), а при β от 0 до 36° наблюдаются слошинг КМЦ и торсионные колебания.

Экспериментальная установка состоит из замкнутой цилиндрической конвективной ячейки (1), ограниченной двумя теплообменниками: горячим (2) и холодным (3) (рис. 1, *а*). Ячейка и теплообменники изготовлены из трубы из нержавеющей стали (внутренний диаметр $D = 212$ мм, толщина стенки – 3.5 мм) и заполнены жидким натрием. Длина конвективной ячейки $L = 216$ мм. Особенностью теплообменников является то, что вместо традиционных толстых медных пластин используются тонкие (1 мм) пластины (4), (5), интенсивно омываемые жидким натрием [5]. Требуемое течение натрия в камерах теплообменников создаётся бегущим магнитным полем, как в электромагнитных перемешивателях [6]. Каждый

теплообменник оснащен шестью индукционными катушками (6), сдвинутыми к внешней торцевой поверхности соответствующего теплообменника. В результате в теплообменниках поддерживаются заданные температуры с неравномерностью распределения вблизи границы с конвективной ячейкой не более 0.7 °C, образующие перепад температур θ. За перепад температуры между границами исследуемой области принимается Δ, меньший по значению чем θ, ввиду дополнительного падения температуры в медных пластинах, оценивающегося в дополнительных экспериментах. В конвективной ячейке на глубине 17 мм от внутренней стенки установлено 28 термопар, расположение и маркировка которых показана на рис. 1, *б*. Диаметр термоспая – 1 мм, разрешающая способность – до 10 Гц. Термопары использовались как для измерения температурных осцилляций, так и для оценки средних по времени и объему скоростей КМЦ методом кросскорреляции. Эксперименты проводились для следующих параметров: средняя температура в полости 139.8 °C, разность температур на границах полости Δ = 25.3 °C, что даёт число Релея $Re = 1.42 \cdot 10^7$ и число Прандтля Pr = 0.0093. Угол β изменялся от 0 до 90° с шагом 10°.

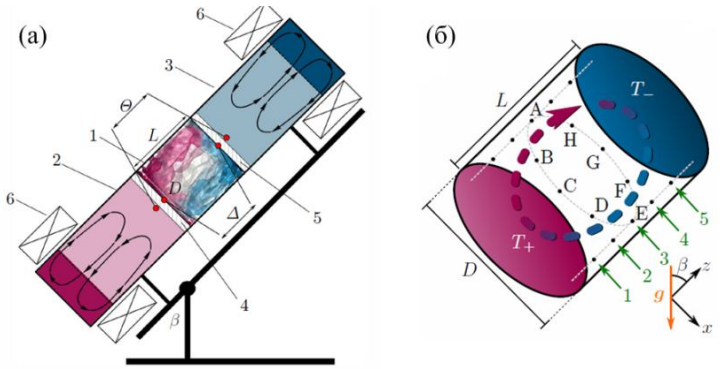


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (*а*) и расположение и маркировка термопар внутри исследуемой области (*б*)

Численно задача решалась путём решения обезразмеренных уравнений Навье–Стокса в приближении Буссинеска двумя различными подходами. С одной стороны, выполнялись прямые численные вычисления (DNS) без каких-либо моделей турбулентности с использованием вычислительного кода «GOLDFISH», использующего схемы интерполяции высокого порядка в пространстве и прямой решатель для давления [7]. Сетка содержит приблизительно $1.5 \cdot 10^8$ элементов, и плотность их распределения достигает максимума вблизи границ расчетной области для разрешения пограничного слоя и колмогоровских микромасштабов. Поскольку моделирование на таких мелких сетках чрезвычайно затратное, рассматриваются только 4 угла наклона: β = 0°, 36°, 72° и 90° для следующих параметров: Pr = 0.0094 и Ra = $= 1.67 \cdot 10^7$. С другой стороны, проводились вычисления методом крупных вихрей (Large Eddy Simulation – LES). В этом случае использована неравномерная расчетная сетка с общим числом узлов $2{,}9.10^6$ и модель Смагоринского для подсеточной турбулентности [8].

На рис. 2 показаны результаты численных и экспериментальных исследований зависимости числа Нуссельта от числа Релея. Показано, что все данные дают близкую степенную зависимость, хотя абсолютные значения безразмерного теплопотока в эксперименте систематически ниже, чем в расчетах. Это можно объяснить двумя факторами. Во-первых, в расчетах используются идеальные граничные условия первого рода (постоянная температура), в то время как в реальном эксперименте жидкий металл, безусловно, влияет на локальную температуру поверхности, снижая перепад температуры и, соответственно, теплопоток. Во-вторых, в эксперименте не возможно определить точную температуру жидкого металла у поверхности теплообменника, а измеряемая температура самих пластин (на поверхности которых всегда есть некая окисная пленка) приводит к завышению числа Релея.

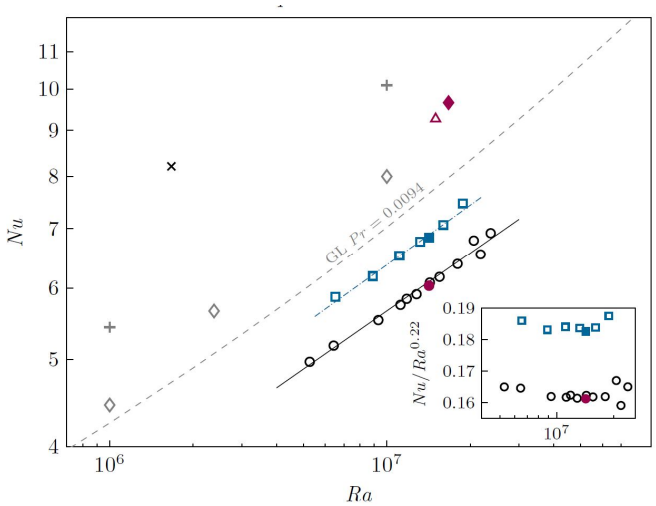


Рис. 2. Зависимость числа Нуссельта от числа Редея: β = 0° (кружки – эксперимент), β = 0° (кресты – DNS, треугольники – LES), Nu = = 0.177 $Ra^{0.215}$ (линия), β = 90° (квадраты – эксперимент)

Рис. 3 показывает зависимость эффективности аксиального теплопереноса (числа Нуссельта) и интенсивности КМЦ (числа Рейнольдса) от угла наклона. Приведены значения, нормированные на величину соответствующего числа в случае конвекции Релея–Бенара (β = 0°).

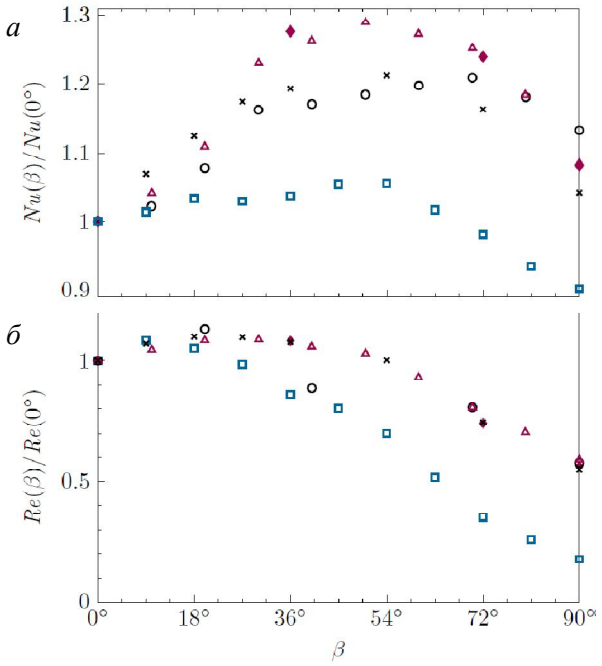


Рис. 3. Зависимость нормированных чисел Нуссельта (*а*) и Рейнольдса (*б*) от угла наклона цилиндра. Ra = 1.7 10^7, Pr = 0.009: кружки – эксперимент, ромбы – DNS, треугольники – LES. Для сравнения показаны результаты DNS расчетов для случая Ra = 10^9, Pr = 1 (квадраты) и Ra = 1.5 10^7, Pr = 0.09 (кресты)

Проведено систематическое исследование динамики крупномасштабной циркуляции в полости. В качестве примера, на рис. 4 для β = 0° показана пространственно временная карта температуры в трёх сечениях цилиндра (поперечные сечения 1, 3 и 5 на рис. 1, б), составленная по 28 термопарам с применением сплайн интерполяции и временем осреднения – 1 с. Цветом проиллюстрирована относительная температура: восходящие (нисходящие) потоки натрия являются перегретыми (переохлажденными) и обозначаются красным (синим). Видно, что позиции локальных максимумов и минимумов меняются периодически со временем с периодом около 0.1 Гц во всех сечениях аналогично. Это является доказательством наличия у КМЦ моды слошинга, когда её плоскость отклоняется периодически от центральной оси цилиндра (более подробно описано в [9]).

Как показано в [2], слошинг КМЦ сопровождается торсионными колебаниями – колебаниями температуры в двух плоскостях сечения цилиндра вблизи горячего и холодного теплообменников, происходящие в противофазе между собой. Такие колебания были также зафиксированы как в эксперименте, так и в численном счёте. Для этого по показаниям температурных датчиков в нижнем и верхнем кольцах (сечения 1 и 5) в эксперименте и для таких же точек в численном счёте были построены функции вида $T(\theta) = T_0 + \delta_i \cos(\theta - \theta_i)$, где T_0 – средняя температура в полости, δ_i, θ_i – амплитуда и фаза (ориентация) КМЦ соответственно для i-го сечения полости (i = 1–5, см. рис. 1, *б*) [10]. На рис. 5 представлены эволюции фаз θ_i в нижнем и верхнем сечениях полости, полученные в эксперименте и численном счёте со временем. Время обезразмерено на величину времени свободного падения охлажденного объема жидкости.

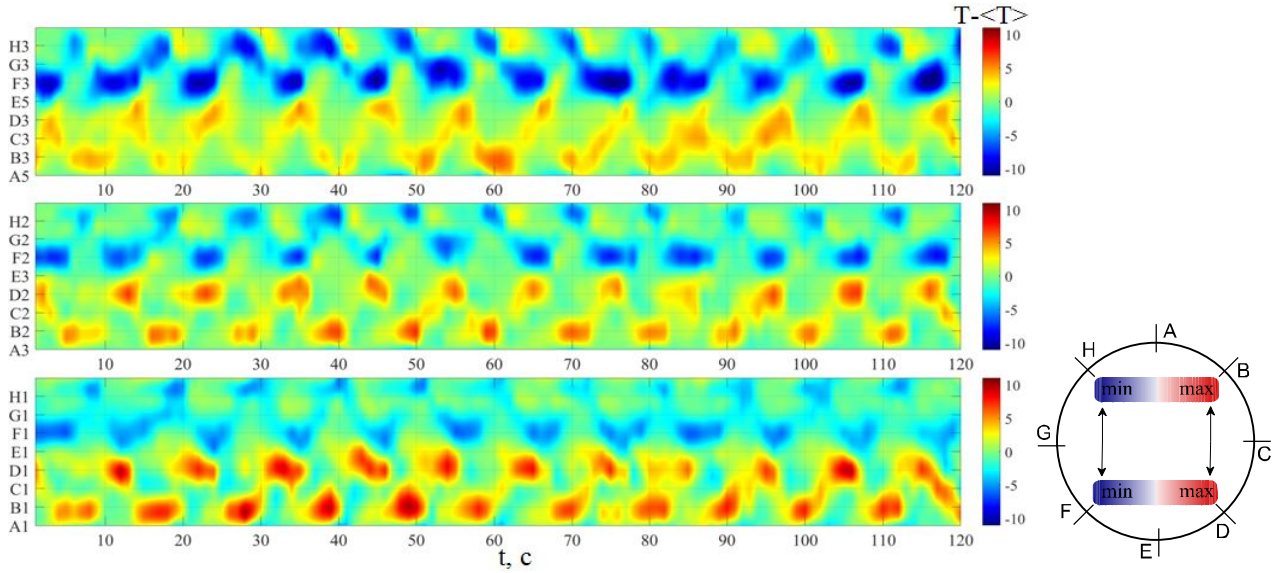


Рис. 4. Пространственно-временная карта температуры в трёх сечениях цилиндра (слева), иллюстрация слошинга (справа)

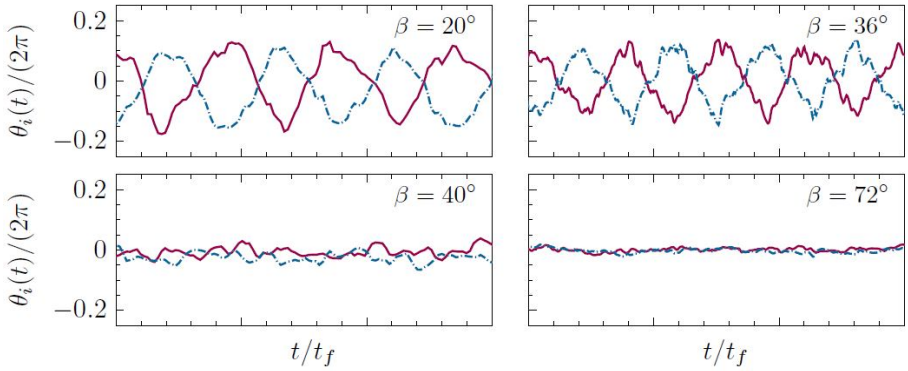


Рис. 5. Эволюции фаз θ_i в нижнем (красные линии) и верхнем (синие линии) сечениях полости, полученные в эксперименте (слева) и численном счёте (справа)

В работе экспериментально и численно исследована турбулентная конвекция жидкого натрия в наклоненном цилиндре квадратного сечения. Показано, что структура течения и интегральные характеристики процесса существенно зависят от β. При всех β как в эксперименте, так и в расчетах в полости формируется крупномасштабная циркуляция, а при β от 0 до 36° наблюдаются слошинг КМЦ и торсионные колебания. Экспериментальные и численные результаты хорошо согласуются между собой.

Литература

1. Ahlers G., Grossmann S., Lohse D. Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Benard convection // Reviews of Modern Physics. 2009. Vol. 81. P. 503–537.
2. Xi H.-D., Zhou S.-Q., Zhou Q., Chan T.-S., Xia K.-Q. Origin of the temperature oscillation in turbulent thermal convection // Phys. Rev. Letters. 2009. Vol. 102. P. 044503.
3. Zhou Q., Xi H.-D., Zhou S.-Q., Sun C., Xia K.-Q. Oscillations of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh–Benard convection: the sloshing mode and its relationship with the torsional mode. J. Fluid Mech. 2009. Vol. 630. P. 367–390.
4. Brown E. Ahlers G. The origin of oscillations of the large-scale circulation of turbulent Rayleigh–Benard convection // J. Fluid Mech. Vol. 638. P. 383–400.
5. Kolesnichenko I., Khalilov R., Teimurazov A., Frick P. On boundary conditions in liquid sodium convective experiments // J. of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 891. P. 012075.
6. Kolesnichenko I., Khalilov R., Khripchenko S., Pavlinov A. MHD-stirrer for cylindrical molds of continuous casting machines fabricated aluminium alloy // Magnetohydrodynamics. 2012. Vol. 48. P. 221−234.
7. Kooij G. L., Botchev M. A., Frederix E. M.A., Geurts B. J., Horn S., Lohse D., van der Poel E. P., Shishkina O., Stevens R. J. A. M., Verzicco R. Comparison of computational codes for direct numerical simulations of turbulent Rayleigh–Benard convection // Comp. Fluids. 2018. Vol. 166. P. 1–8.
8. Мандрыкин С. Д., Теймуразов А. С. Турбулентная конвекция жидкого натрия в наклонном цилиндре единичного аспектного отношения // Вычислительная механика сплошных сред. 2018. Т. 11, № 4. С. 417–428.
9. Mamykin A. D., Kolesnichenko I. V., Pavlinov A. M., Khalilov R. I. Large scale circulation in turbulent Rayleigh–Benard convection of liquid sodium in cylindrical cell // J. of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 1128. P. 012019.
10. Khalilov R., Kolesnichenko I., Pavlinov A., Mamykin A., Shestakov A., Frick P. Thermal convection of liquid sodium in inclined cylinders // Phys. Rev. Fluids. 2018. Vol. 3, No. 4. P. 043503.

УДК 536.245

БЕЗМАШИННОЕ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЕ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПРИ БОЛЬШИХ СКОРОСТЯХ

Д. Е. Хазов, А. И. Леонтьев, Ю. А. Виноградов

НИИ механики Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Безмашинным энергоразделением называется самопроизвольный процесс перераспределения полной энергии (температуры) потока газа без совершения им технической работы и теплообмена с окружающей средой. В результате энергоразделения в потоке образуются холодные и горячие области. Наиболее известными устройствами безмашинного энергоразделения являются вихревые трубы Ранка–Хилша [1, 2] и резонансные трубы Гартмана–Шпренгера [3].

В 1997 г. А. И. Леонтьевым [4] был предложен новый метод безмашинного энергоразделения газового потока. Метод основан на использовании эффекта энергоразделения газового потока в сжимаемом пограничном слое.

Как известно, профиль полной температуры в сжимаемом пограничном слое над теплоизолированной поверхностью имеет вид, представленный на рис. 1. Как видно из рисунка, температура распределена неравномерно по сечению пограничного слоя, иными словами, имеет место энергоразделение.

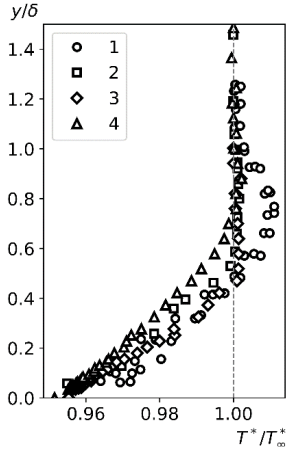


Рис. 1. Профиль полной температуры в сжимаемом пограничном слое. Экспериментальные данные: 1 – [10]; 2 – [11]; 3, 4 – [12]

Можно выделить три характерные зоны, где температура ниже, выше и равна температуре основного потока. Температура на стенке ниже температуры основного потока и носит название «температуры восстановления» или «температуры теплоизолированной стенки» и определяется из следующего соотношения:

$$T^*_{aw} = T^*_\infty \frac{1+r\frac{k-1}{2}\mathrm{M}^2}{1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M}^2}.$$

Использовать такой вид энергоразделения можно следующим образом. Представим себе два потока газа (см. рис. 2) с равными начальными значениями температур торможения T^*_0, разделённых перегородкой. Один поток оставим без воздействий $M_1 < 1$, а второй посредством геометрического воздействия разгоним до сверхзвуковой скорости $M_2 >> 1$. В случае дозвукового потока $T^*_{aw1} \approx T^*_0$, а в случае сверхзвукового потока можно принять $T^*_{aw2} \approx rT^*_0$. Таким образом, температуры с разных сторон перегородки различны и если сделать перегородку теплопроводной, то будет иметь место теплообмен. Направление теплового потока будет зависеть от значения коэффициента восстановления. Для воздуха (Pr = 0.7) $r < 1$, т. е. $T^*_{aw1} > T^*_{aw2}$, и, следовательно, дозвуковой поток будет охлаждаться, а сверхзвуковой, соответственно, нагреваться.

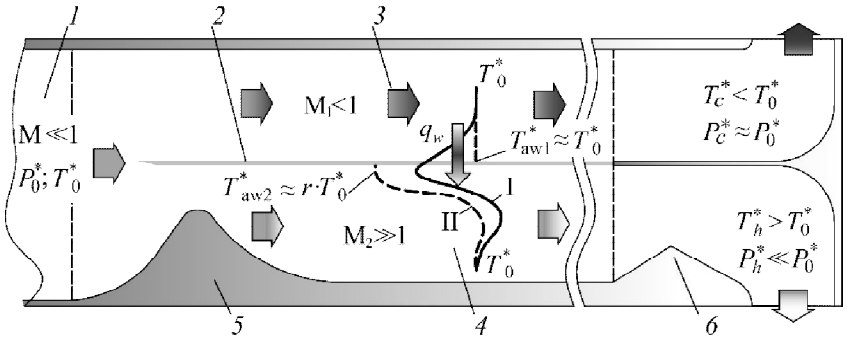


Рис. 2. Принципиальная схема устройства для безмашинного энергоразделения потока [5]:1 – ресивер, 2 – разделительная перегородка, 3 – дозвуковой поток, 4 – сверхзвуковой поток, 5 – сверхзвуковое сопло, 6 – сверхзвуковой диффузор. Распределение температуры торможения в пограничном слое в случае теплопроводной разделительной перегородки (I), в случае теплоизолированной перегородки (II)

Количественной мерой или интегральным эффектом энергоразделения (температурного разделения) газового потока служит разность между среднемассовыми температурами торможения потока на входе и на «горячем» ($\Delta T_h^* = T_h^* - T_0^*$) и «холодном» выходах ($\Delta T_c^* = T_c^* - T_0^*$) из устройства. Другими словами, сжатый газ с температурой торможения T_0^* на входе в устройство, пройдя через него, разделяется, как минимум, на два потока — «холодный» и «горячий» с температурами $T_c^* < T_0^*$ и $T_h^* > T_0^*$ соответственно.

Рассмотрим устройство энергоразделения, предложенное в [4]. Устройство представляет собой теплообменный аппарат типа «труба в трубе» и состоит из двух коаксиальных каналов (рис. 3): внешнего (дозвукового) и внутреннего (сверхзвукового). Каналы разделены теплопроводной стенкой. Внутренний канал образован сверхзвуковым соплом, внутренней конической или коническо-цилиндрической поверхностью теплопроводной стенки и диффузором. Наружный канал представляет собой кольцевой канал постоянного поперечного сечения. Для количественных оценок работы такого устройства воспользуемся одномерной моделью, разработанной в [6]. Модель основана на хорошо известном методе Шапиро–Хоторна [7] и позволяет анализировать течения при наличии различных внешних воздействиях на поток.

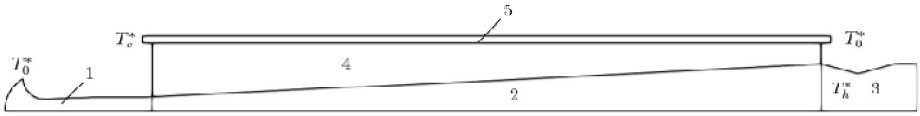
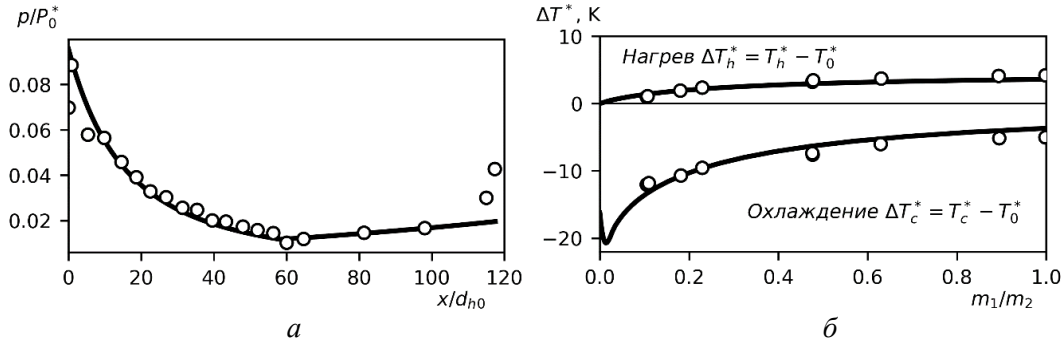


Рис. 3. Схема устройства для безмашинного энергоразделения потока: 1 – сверхзвуковое сопло; 2 – сверхзвуковой канал; 3 – сверхзвуковой диффузор; 4 – теплопроводная стенка; 5 – дозвуковой кольцевой канал

На рис. 4, *а* приведено изменение статического давления по длине сверхзвукового канала. Интегральный эффект показан на рис. 4, *б* в зависимости от соотношения расходов по сверх- и дозвуковому каналам.



а *б*

Рис. 4. Распределение статического давления по длине сверхзвукового канала (*а*); нагрев сверхзвукового и охлаждение дозвукового потоков при противоточной схеме организации течения в зависимости от соотношения расходов. $M_{2.is} = 2.5; T_0^* = 299$ К. $P_0^* = 16.50$ атм (*б*). Точки – экспериментальные данные [5], линии – расчёт

Другим возможным способом использования энергоразделения в пограничном слое может быть, так называемый «скребок». В этом случае «холодные» пристеночные слои газа могут быть удалены из потока через проницаемые стенки. На рис. 5 приведена схема устройства, экспериментально исследованного в работе [8]. Устройство состоит из профилированного сверхзвукового сопла (M_{is} = 1.4) и цилиндрического канала с проницаемыми стенками (d_1 = 3.5 мм, L = 150 мм).

Для анализа течения в подобном устройстве также воспользуемся методом Шапиро–Хоторна, введя учёт потока массы через стенки канала. Величину массового потока j_w будем определять из уравнения Дарси–Форхеймера [9]:

$$\frac{p_2^2-p_1^2}{2RT\Delta r} = \alpha\mu\frac{r_1}{\Delta r}\ln\frac{r_2}{r_1}j_w + \beta\frac{r_2}{r_1}j_w^2.$$

Значения вязкостного α и инерционного β коэффициентов определялись, исходя из обработки данных эксперимента [8].

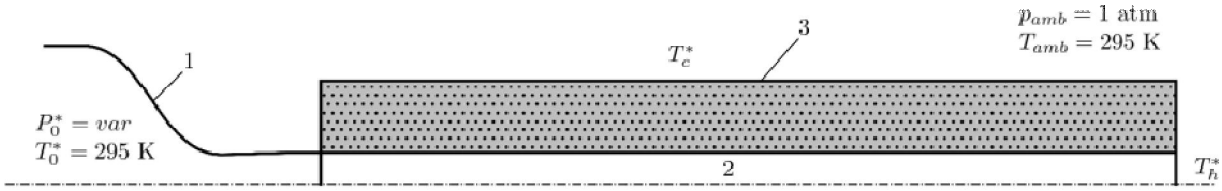
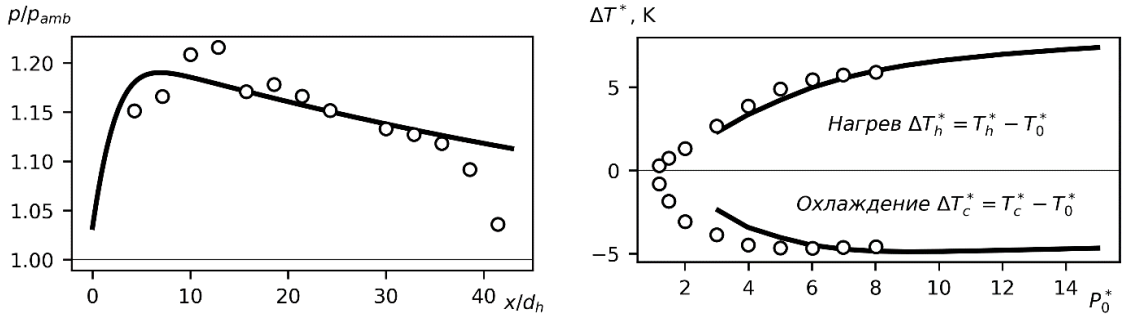


Рис. 5. Схема устройства энергоразделения с проницаемыми стенками: 1 – сверхзвуковое сопло; 2 – сверхзвуковой канал; 3 – проницаемая стенка

На рис. 6 представлено сопоставление расчётных и экспериментальных данных для течения в канале с проницаемыми стенками. Изменение интегрального эффекта энергоразделения (рис. 6, *б*) показано в зависимости от значений давления торможения в форкамере.



а *б*

Рис. 6. Распределение статического давления по длине сверхзвукового канала при $P_0^* = 3.98$ атм (*а*); нагрев и охлаждение потока в зависимости от давления в форкамере. $M_{is} = 1.4; T_0^* = 295$ K (*б*). Точки – экспериментальные данные [8], линии – расчёт

Как видно из рисунков, для рассмотренных конфигураций устройств наблюдается эффект энергоразделения. Предложенные математические модели с приемлемой степенью точности описывают процессы, происходящие внутри устройств энергоразделения.

Обозначения

T – температура, K; r – коэффициент восстановления; k – показатель адиабаты; M – число Маха; p – давление, атм; R – газовая постоянная, Дж·кг$^{-1}$·K^{-1}; r – радиус, м; α – вязкостный коэффициент, м$^{-2}$; β – инерционный коэффициент, м$^{-1}$; μ – динамическая вязкость, Па·с; j_w – массовый поток, кг·м$^{-2}$·с$^{-1}$; m – массовый расход, кг·с$^{-1}$.

Литература

1. Пиралишвили Ш. А. Вихревой эффект. Т. 1: Физическое явление, эксперимент, теоретическое моделирование. М., 2013. – 343 с.

2. Eiamsa-ard S., Promvonge P. Review of Ranque-Hilsch effects in vortex tubes // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2008. No. 12 (7). P. 1822–1842.

3. Raman G., Srinivasan K. The powered resonance tube: From Hartmann's discovery to current active flow control applications // Progress in Aerospace Sciences. 2009. No. 45. P. 97–123.

4. Леонтьев А. И. Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // Докл. РАН. 1997. Т. 354, № 4. С. 475–477.

5. Леонтьев А. И., Здитовец А. Г., Виноградов Ю. А. и др. Безмашинное энергоразделение газовых потоков. М.: ООО Издательство КУРС, 2016. С. 112.

6. Хазов Д. Е. Численное исследование безмашинного энергоразделения воздушного потока // Тепловые процессы в технике. 2018. Т. 10, № 1–2. С. 25–36.

7. Основы газовой динамики / Под ред. Г. Эммонса, пер. с англ., М.: ИЛ, 1963. – 704 с.

8. Leontiev A. I., Zditovets A. G., Kiselev N. A. et al. Experimental investigation of energy (temperature) separation of a high-velocity air flow in a cylindrical channel with a permeable wall // Experimental Thermal and Fluid Science. 2019. Vol. 105. P. 206–215.

9. Леонтьев А. И., Волчков Э. П., Лебедев В. П., Тепловая защита стенок плазмотронов. Низкотемпературная плазма. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 1995. – 335 с.

10. Spivack H. M. Experiments in the turbulent boundary layer of a supersonic flow. North Amer, Aviation Rept. AL-1052, APL/JHU CM-615, 1950.

11. Lobb R. K., Winkler E. M., Persh J. Experimental Investigation of turbulent Boundary Layers in Hypersonic Flows // J. of Aeronautical Sciences. 1955. Vol. 22, No. 1.

12. Mabey D.G., Meier H.U., Sawyer W.G. Experimental and theoretical studies of the boundary layer on a flat plate at Mach numbers from 2.5 to 4.5 // RAE/TR 74127. 1974.

УДК 532.5.013.13:532.526

ОБ УСТОЙЧИВЫХ РЕЖИМАХ СВОБОДНОКОНВЕКТИВНОГО ФАКЕЛА

Е. Ф. Храпунов, Ю. С. Чумаков

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
г. Санкт-Петербург, Россия

Анализ исследований в области свободноконвективного теплообмена показывает, что, например, свободноконвективный пограничный слой, формирующийся вдоль вертикальной нагретой поверхности, является уже хорошо изученным. Известно достаточное количество работ, в которых приведены результаты использования различных подходов к описанию подобного слоя [1, 2]. В частности, показано, что основные закономерности развития течения очень похожи на поведение хорошо изученного вынужденно конвективного пограничного слоя. Именно эта схожесть привела к достижению больших успехов в изучении свободноконвективного пограничного слоя на вертикальной поверхности.

Иначе обстоит дело, когда нагреваемая поверхность расположена горизонтально. В таком случае восходящее течение формируется лишь над небольшим участком поверхности, тогда как над остальной ее частью формируется пристенное течение, характеристики которого сильно зависят от формы поверхности и ее температуры. Таким образом, при изучении подобных течений – свободноконвективных факелов – необходимо учитывать совокупное влияние пристенной области, области восходящего потока, а также области перехода от одного типа течения к другому. Решение задачи в полной постановке, с учетом всех особенностей течения долгое время представляло существенные трудности, что привело к развитию «упрощенных» моделей.

К таким моделям можно отнести модель «Мортона–Тернера–Тэйлора» (МТТ) [3] в которой рассматриваются решения упрощенных балансовых соотношений для развитого уча-

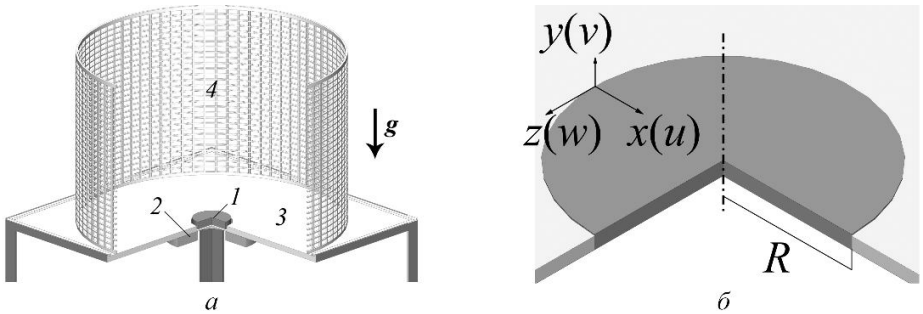
стка восходящей полностью турбулентной струи. Положения модели подтверждены многочисленными экспериментальными (а позднее и численными) исследованиями [4, 5].

Для описания пристенного течения разработаны модели, основанные на решении уравнений пограничного слоя в области над полубесконечной нагретой пластиной [6]. Использование подобных методов позволило получить автомодельные распределения скорости и температуры в пристенном слое, а также установить характеристики теплообмена на поверхностях различной формы.

Дальнейшее развитие экспериментальных и численных методов позволило рассматривать свободноконвективный факел как единое течение (не используя «жесткое» разделение на пристенную область и область восходящего течения), в результате чего удалось обнаружить бифуркацию решения при изменении температуры поверхности, а также выделить и описать процессы перехода к турбулентности [7–10]. Отметим, что схожая бифуркация наблюдается для естественно конвективных диффузионных пламен [11]. Второй устойчивый режим течения в теории горения получил название – «пуффинг».

В рамках настоящей работы будет рассмотрен свободноконвективный факел, формирующийся над нагретым локализованным диском. Приведены результаты экспериментального и численного исследования свободноконвективного факела при закритическом режиме течения. Результаты представлены для числа Грасгофа $Gr = 7{,}97 \cdot 10^6$, построенного по радиусу диска и перепаду температур между поверхностью диска и температурой окружающего воздуха. Выбор температуры основан на предварительных исследованиях, которые показали, что при данной температуре поверхности переход к турбулентности в факеле происходит на существенном удалении от поверхности диска, что позволяет в большой области пространства считать справедливым допущение о ламинарности течения.

Воспроизводимое в лабораторных условиях течение соответствует идеализированному случаю развития факела в полубесконечном пространстве. Схема экспериментального стенда изображена на рис. 1, *а*. Основной элемент стенда – нагреваемый латунный диск диметром 190 мм и толщиной 8 мм, на нижней поверхности диска реализуются условия, близкие к условиям постоянства температуры, а температура верхней поверхности определяется условиями сопряженного теплообмена с воздухом.



а *б*

Рис. 1. Экспериментальный стенд: *а* – схема стенда (1 – нагреваемый диск, 2 – элемент теплообменника, 3 – прилегающая горизонтальная поверхность, 4 – защитная сетка); *б* – используемая система координат

Поля температуры измерялись с использованием термометра сопротивления с малоинерционным датчиком. Для получения более полного представления о формирующейся структуре свободноконвективного течения над нагретым диском кроме точечных измерений температуры проводились многочисленные фото- и видеосъемки картин визуализации исследуемого течения. Визуализация течения осуществлялась по схеме, подробно описанной в работе [12].

Система координат, представленная на рис. 1, *б*, выбрана таким образом, что радиальная (или продольная) координата «*x*» начинается от кромки диска и направлена к его центру,

а осевая координата «*y*» направлена вверх перпендикулярно поверхности диска. Координата *z* ортогональна плоскости OXY. Компоненты скорости вдоль осей *x*, *y*, *z* обозначены как «*u*», «*v*», «*w*» соответственно. Система координат аналогична системе, использованной в исследованиях пристенного течения.

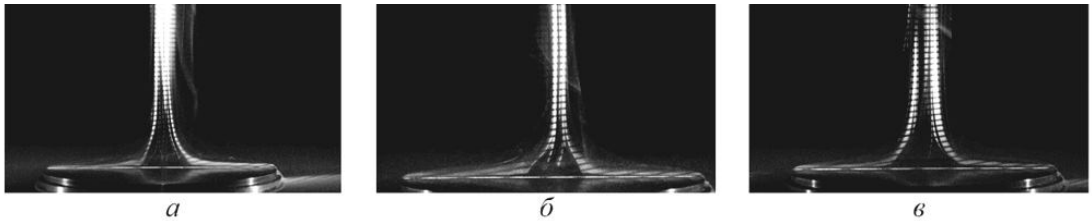
При формировании набора безразмерных переменных *x**, *y**, *u**, *v** масштабы вводятся следующим образом. В качестве линейного масштаба используется радиус диска *R*, а в качестве масштаба скорости – отношение кинематического коэффициента вязкости к масштабу длины. Безразмерная температура определяется соотношением

$$\theta = \frac{T - T_a}{T_w - T_a},$$

где T_w и T_a – температуры верхней поверхности диска и воздуха на внешней границе расчетной области соответственно.

В рамках численного моделирования использовался программный код ANSYS Fluent, позволяющий решать уравнения Навье–Стокса в приближении Буссинеска для сжимаемой среды. На основании экспериментальных данных был сделан вывод о незначительном вкладе турбулентного перемешивания в процессы, протекающие у поверхности диска при малых и умеренных числах Грасгофа. По этой причине моделировался трехмерный поток при наличии сопряженного теплообмена между нагреваемым диском и окружающей средой. Размеры вычислительной области полностью соответствуют размерам экспериментального стенда. Теплофизические свойства воздуха в расчетной области оставались постоянными, поскольку их изменения в рассматриваемом диапазоне температур не представляются существенными. Для основных расчетов использовалась квазиструктурированная сетка, включающая 10^6 элементов, со сгущением сеточных линий к предполагаемым границам факела и к нижней поверхности расчетной области. Предварительные исследования показали, что использование подобной сетки позволяет минимизировать влияние сеточных параметров на получаемое решение.

При малых числах Грасгофа характеристики факела во всех точках пространства вблизи поверхности не зависят от времени – нестационарные процессы наблюдаются лишь на удалении от поверхности диска. Восходящее течение наблюдается только над малой частью диска около его центра, тогда как над остальной поверхностью формируется тонкий пристенный слой, температура в котором, а следовательно, и сила Архимеда (направленная вертикально вверх), недостаточны для отрыва потока (рис. 2).



а *б* *в*

Рис. 2. Фотографии структуры потока при Gr ($\times 10^{-6}$): *а* – 1,8; *б* – 3,5; *в* – 5,8

Фотографии течения при закритических числах Грасгофа представлены на рис. 3. На фотографиях показаны фрагменты разрушения пристенного слоя, которое (как будет показано дальше) носит периодический характер. Процесс разрушения пристенного слоя обусловлен изменением характера теплообмена между поверхностью диска и прилегающим воздухом при увеличении числа Грасгофа. Как показывают данные исследований, тепловой баланс, установившийся при малых температурах поверхности, не может поддерживаться при увеличении этой температуры. В таком случае, необходимость соблюдения теплового баланса

приводит к изменению распределения коэффициента теплопроводности, в результате чего и формируется перегретый объем воздуха, всплытие которого приводит к разрушению пристенного слоя.

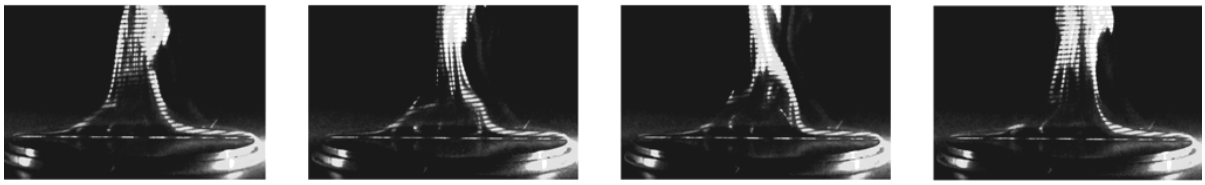
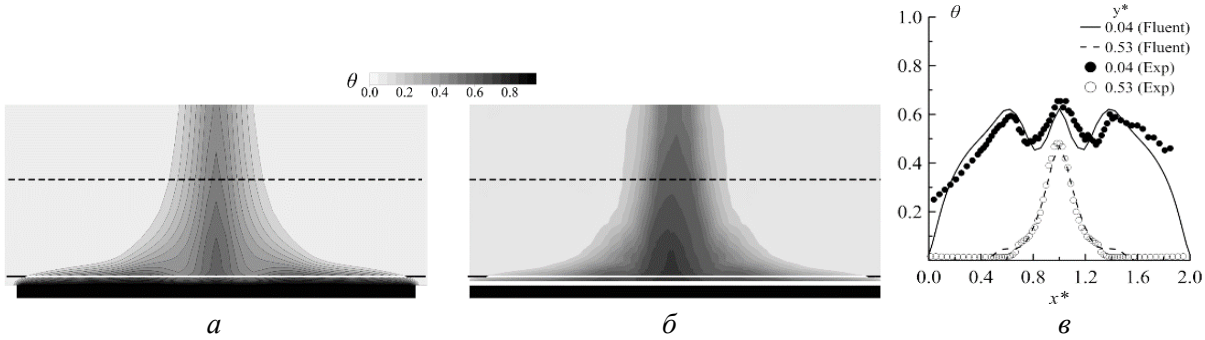


Рис. 3. Фотографии структуры потока при $Gr = 7{,}97 \cdot 10^6$

Возникающие периодические процессы в факеле приводят к существенному изменению его средних характеристик. На рис. 4 представлены поля средних значений температуры вблизи поверхности диска и профили средних температур на высотах $y^* = 0{,}04$ (сплошные линии на рис. 4) и 0,52 (пунктирные линии на рис. 4) над поверхностью диска. На рис. 4, *б* изображены результаты физического эксперимента. Можно заметить, что средняя температура в радиальном направлении изменяется немонотонно. Температура на оси потока уже не является максимальной, она оказывается соизмеримой с локальным максимумом, наблюдаемым на расстоянии $x^* = 0{,}6$. Между максимумами наблюдается локальный минимум на некотором удалении от оси потока. Важно подчеркнуть, что при нестационарном течении и в рамках физического и численного моделирования возникают ситуации, когда на оси вместо максимумов образуются локальные минимумы температуры.



а *б* *в*

Рис. 4. Тепловые характеристики факела *а* – расчетное поле средней температуры, *б* – экспериментальное поле температуры, *в* – профили температуры вдоль диаметра диска

Полученные в работе данные дают общие представления об устойчивом периодическом режиме течения в свободноконвективном факеле при умеренных числах Грасгофа. По мнению авторов настоящей работы, изучение характеристик факела в пристенном слое позволяет выделить причины возникновения «пуффинга» и описать основные его особенности применительно к свободноконвективным течениям.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 18-31-00130.

Литература

1. Cheesewright R. Turbulent natural convection from a vertical plane surface // J. Heat Transfer. 1968. Vol. 90(1). P. 1–6.

2. Tsuji T., Nagano Y. Characteristics of a turbulent natural convection boundary layer along a vertical flat plate // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1988. Vol. 31(8). P. 1723–1734.

3. Morton B. R., Taylor G., Turner J. S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // Proc. R. Soc. Lond. 1956. Vol. 234. P. 1–23.

4. Rotem Z., Classen L. Natural convection above unconfined horizontal surfaces // J. Fluid Mech. 1969. Vol. 39(1). P. 173–192.

5. Fujii T., Imura H. Natural-Convection Heat Transfer from a Plate with arbitrary Inclination // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1972. Vol. 15. P. 755–767.

6. Yih C. S. and Wu F. Round buoyant laminar and turbulent plumes // Physics of Fluids. 1981. Vol. 24(5). P. 794–801.

7. Pham M. V., Plourde F., Doan K. S. Three-dimensional characterization of a pure thermal plume // J. Heat Transfer. 2005. Vol. 127. P. 624–636.

8. Pham M. V., Plourde F., Doan K. S. and Balachandar S. Large-eddy simulation of a pure thermal plume under rotating conditions // Phys. Fluids. 2006. Vol. 18. P. 1–18.

9. Plourde F., Pham M. V., Doan K. S. and Balachandar S. direct numerical simulations of a rapidly expanding thermal plume: structure and entrainment interaction // J. of Fluid Mechanics. 2008. Vol. 604. P. 99–103.

10. Lopez J. M. and Marques F. Instability of plumes driven by localized heating // J. Fluid Mech. 2013. Vol. 736. P. 616–640.

11. Maynard T., Princevac M. The Application of free convection model to the pool fire pulsation problem // Combust. Sci. Technol. 2012. Vol. 184. P. 505–516.

12. Khrapunov E. F. and Chumakov Y. The structure of a natural convective flow over a horizontal heated disc at small Grashof numbers // St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 2018. Vol. 11(4). P. 47–60.

УДК 536.27

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ТРУБЧАТОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ С ГОФРИРОВАННЫМИ ТРУБАМИ

Д. М. Чалаев, Н. Б. Сильнягина, О. Е. Степанова

Институт технической теплофизики, г. Киев, Украина

В поиске методов интенсификации теплообменных процессов постоянно проводятся исследования зарубежными и отечественными учеными. В настоящее время наиболее широко применяют пассивные методы интенсификации теплообмена и, в частности, использование развитых поверхностей теплообмена. До настоящего времени не разработаны универсальные методы и критерии для оценки эффективности поверхностей теплообмена. Необходимо дальнейшее углубленное изучение тепловых и гидродинамических процессов, протекающих в развитых поверхностях теплообмена, с целью получения обобщенных зависимостей для расчета тепловых и гидравлических характеристик и оценки их эффективности. При выборе для практического применения того или иного метода интенсификации теплообмена необходимо учитывать не только эффективность самой поверхности, но и технологичность ее изготовления, технологичность сборки самого аппарата, требования к прочности, загрязненность поверхности [1]. Действенным методом интенсификации теплопередачи в трубчатых теплообменниках является применение гофрированных труб, промышленный выпуск которых налажен во многих странах. В настоящее время нет универсальной методики расчета и проекирования таких теплообменников.

С целью создания типового ряда конструкций высокоэффективных кожухотрубных теплообменных аппаратов на основе таких труб для применения в энергетике и коммунальном

хозяйстве, нами изучены теплопередающие характеристики гибких гофрированных труб из нержавеющей стали с различным профилем гофр в качестве теплообменной поверхности.

Был создан экспериментальный стенд, который представляет собой теплообменник типа "труба в трубе" с гладкой наружной и профилированной внутренней трубой, оборудованный датчиками для измерения температурных и гидравлических параметров потока [2–4].

Проводился сравнительный анализ режимов работы теплообменника с гофрированной внутренней трубой различных модификаций и теплообменника с гладкой внутренней трубой. По сравнению с гладкой трубой конвективная составляющая коэффициента теплопередачи гофрированной трубы значительно увеличивается при одинаковых условиях потока. Коэффициента теплопередачи оказался в диапазоне от 2,0 до 2,6 и увеличивался с ростом числа Рейнольдса. Прирост теплопередачи в указанном диапазоне опережает прирост гидравлического сопротивления, обусловленного увеличением скорости потока.

При обобщении экспериментальных данных получены критериальные зависимости течения жидкости во внутреннем и кольцевом каналах гофрированной трубы. Статистической обработкой экспериментальных данных определялись значение константы C и показателя степени m числа Рейнольдса в базовом уравнении подобия степенного типа для течения в трубах:

для внутреннего канала:

$$\overline{\mathrm{Nu}} = 10^{-0.02\cdot\lg(\mathrm{Re}\ )+0.12}\,\mathrm{Re}^{0.8}\,\mathrm{Pr}^{0.43}\left(\frac{\mathrm{Pr}_{ж}}{\mathrm{Pr}_{cm}}\right)^{0,25},$$

$$C = 10^{-0.02\cdot\lg(\mathrm{Re}_d)+0.12},\ m = 0{,}8;$$

для кольцевого канала:

$$\overline{\mathrm{Nu}} = 10^{0.05\cdot\lg(\mathrm{Re}\ )-0{,}08}\cdot\mathrm{Re}^{0.8}\,\mathrm{Pr}_{,}^{0.43}\left(\frac{\mathrm{Pr}_{ж}}{\mathrm{Pr}_{cm}}\right)^{0,25},$$

$$C = 10^{0.05\cdot\lg(\mathrm{Re}_d)-0.08},\ m = 0{,}8.$$

Данные зависимости позволяют рассчитывать коэффициенты теплопереноса в теплообменниках с гофрированными трубами в диапазоне диаметра труб от 10 до 25 мм и скорости движения теплоносителя от 0,5 до 2,5 м/с.

С использованием данных критериальных зависимостей рассчитан и спроектирован теплообменник мощностью 350 кВт для теплового пункта системы отопления административного здания, опытная эксплуатация которого подтвердила эффективность предложенных технических решений. Теоретические и экспериментальные исследования показали перспективность данного направления и позволили создать эффективные теплообменники, в которых в качестве теплообменных элементов используются тонкостенные гибкие нержавеющие профилированные трубы. Сравнительные теплотехнические испытания нового теплообменника мощностью 350 кВт были успешно проведены на тепловом пункте административного корпуса ИТТФ НАН Украины.

Была решена задача крепления труб к трубной решетке, так как традиционные методы вальцевания и сварки из-за специфически малой толщины стенки труб (δ = 0,3 мм) не подходят [5]. Для сборки теплообменного аппарата был разработан и изготовлен специальный инструмент, который позволяет за один прием зафиксировать и запрессовать трубу в трубной решетке. Теплообменник мощностью 75 кВт, в котором реализовано такое крепление, был изготовлен в ИТТФ НАН Украины. Планируются натурные испытания нового теплообменника в экспериментальном тепловом пункте для системы горячего водоснабжения.

Выводы

Получены критериальные зависимости для расчета и оптимизации теплопереноса в трубчатом теплообменнике на основе промышленно выпускаемых гибких гофрированных нержавеющих труб. Применение таких труб позволило достичь высоких значений коэффициента теплопередачи в трубчатом теплообменнике. Испытания теплообменника показали, что эффективная турбулизация потока теплоносителя и создание режима автоколебания теплообменных трубок способствуют предотвращению образования отложений на стенках труб. Благодаря пружинящим свойствам гибкая профилированная труба нечувствительна к температурным расширениям и гидравлическим ударам. Применение нового метода крепления труб к трубной решетке дает возможность снизить стоимость изготовления теплообменника в целом и возможность без проблем заменять трубы в процессе эксплуатации аппарата.

Литература

1. Дрейцер Г. А. Проблемы создания компактных трубчатых теплообменных аппаратов // Теплоэнергетика. 1995. № 3. С. 11–18.

2. Грабов Л. Н., Чалаев Д. М., Король И. В. Экспериментальное исследование процесса теплопередачи в трубчатых теплообменниках с дискретными турбулизаторами // Наукові праці ОНАХТ. Одесса, 2012. Т. 1, вип. 41. С. 187–190.

3. Долінський А. А. Чалаєв Д. М., Грабов Л. М., Переяславцева О. О., Сильнягіна Н. Б., Ковальов В. В. Розробка ефективних теплообмінників нового покоління на основі труб з дискретними турбулізаторами // Енергетика та електрифікація. 2013. Т. 13, № 4. С. 28–33.

4. Chalaev D., Silnyagina N., Shmatok O., Nedbailo A. Heat transfer enhancement in a corrugated tube heat exchanger // Ukrainian Food J. 2016. Vol. 5, Iss. 2. P. 376–386.

5. Chalaev D., Shmatok O., Grabova T., Silnyagina N. Development of energy-efficient shell and tube heat exchangers for use in geothermal heating systems // 2nd Intern. scientific conf. "Chemical technology and engineering". LVIV, June 24–28, 2019. P. 170–172.

УДК 536.33

КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННЫЙ ПЕРЕНОС В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ЖИДКОСТИ ПРИ ТЕРМОГРАФИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПРОЦЕССОВ

А. М. Шагиянова, Е. Ю. Коротеева, И. А. Знаменская, Н. Н. Сысоев

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

В данной работе проведено термографическое исследование быстропротекающих процессов в приповерхностном течении воды через окна, прозрачные для инфракрасного излучения, с анализом соотношения времен конвективного и радиационного теплопереноса. Экспериментальные исследования затопленных высокоскоростных турбулентных струйных течений в жидкости весьма ограничены. Это обусловлено сложностью визуализации и анализа многомасштабных турбулентных течений, требующих высокого пространственного и временного разрешения при регистрации. В теплообмене неизотермического потока с твердой поверхностью решающую роль играет непосредственно пристеночная область течения, ви-

зуализация которой позволяет контролировать механизмы теплопередачи и исследовать течения в пограничном слое жидкости.

Тепловое поле потока зависит от гидродинамики течения. В нестационарном потоке поля температур и скоростей являются следствием тепловых и механических взаимодействий [1]. При турбулентном перемешивании жидкости времена жизни вихря много меньше, чем распространение теплопроводности. Вихри в неизотермическом потоке образуют «кластеры» одинаковой температуры и способны визуализировать гидродинамику потока.

Одним из методов исследования приповерхностных течений жидкости является инфракрасная (ИК) термография. Термография широко используется для исследования медленных потоков жидкости [2]: турбулентных течений с малыми числами Рейнольдса на границе раздела жидкость–газ [3, 4], течений в жидких пленках [5]. Усредненные тепловые поля течений получают через металлические подложки [6, 7] на основе теплопередачи потока твердой малоинерционной платине.

В основе метода высокоскоростной инфракрасной термографии быстропротекающих процессов жидкости [8, 9] лежит тот факт, что вода поглощает средневолновое ИК-излучение в субмиллиметровом слое. Метод позволяет измерять мгновенные тепловые поля неизотермического пограничного слоя жидкости в пристеночной области через ИК-прозрачного окна. Метод применим для визуализации различных течений: импактные затопленные струи и их конфигурации, которые широко используются для задач тепломассообмена в жидкости [6, 7], а также смешение струй. Пример термограммы импактной затопленной струи жидкости представлен на рис. 1, *а*. Количественный анализ течения в пограничном слое проводится с помощью дальнейшей пост-обработки изображений: построение полей среднеквадратичных тепловых пульсаций (рис. 1, *б*), спектральный анализ в области ламинарно-турбулентного перехода. Также измерялись мгновенные поля скорости в пограничном слое на основе кросс-корреляционной обработки термографических изображений [10].

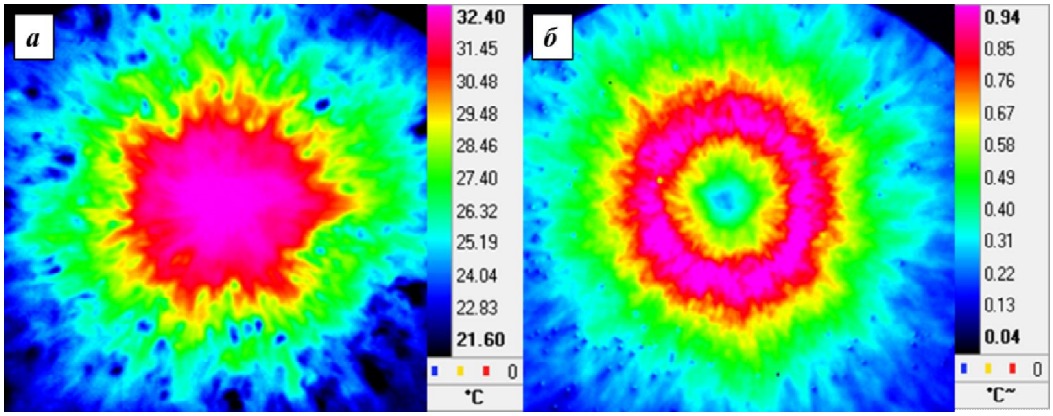


Рис. 1. Пример мгновенной термограммы импактной затопленной струи (*а*) и распределение среднеквадратичных пульсаций температуры для импактной затопленной струи для Re_{jet} = 7600 (*б*) при частоте съемки 295 Гц

В общем случае неизотермические течения реализуются в условиях совместного протекания процессов теплопроводности, излучения и конвекции, которые проявляют себя на разных временных интервалах. Возможность высокоскоростной съемки современными тепловизорами [11] быстропротекающих процессов (до 400 Гц) позволяет поставить эксперимент для выделения наиболее быстрых процессов – регистрации компоненты теплового излучения жидкости из пограничного слоя – с минимальным влиянием теплопроводности и конвекции, характерные времена которых лежат в другом временном диапазоне и не попадают в интервал времени исследуемого быстропротекающего процесса.

Метод инфракрасной термографии через ИК-прозрачное окно дает уникальную возможность измерять излучение тонкого слоя самого потока вблизи стенки. Однако определение толщины слоя поглощения излучения воды является нетривиальной задачей. Коэффициент поглощения воды имеет достаточно сильный разброс значений на отрезке спектра, соответствующего спектральному диапазону тепловизионной камеры [12]. Это приводит к тому, что теоретическая оценка толщины слоя поглощающего ИК-излучение, сделанная на основе закона Бугера

$$I(x) = I_0 \mathrm{e}^{-\alpha(\lambda)x}, \quad (1)$$

дает интегральное значение. Для рабочего диапазона 3.7−4.8 мкм тепловизора толщина слоя воды варьируется от 0,1 до 0,4 мм. В связи с этим для оценки толщины регистрируемого неизотермического излучающего слоя в приповерхностном потоке воды проведен следующий эксперимент. В холодную воду быстро погружается нагретый диск T_{disk} = 20–45 °C, прижатый ребром к ИК-прозрачному окну вдоль стенки сосуда (рис. 2). Толщина диска z_d = 2 мм и радиус R_{disk} = 33 мм выбраны для формирования протяженной зоны дуги в области контакта со стенкой. Регистрируемая разность температур в эксперименте dT = 5–30 °C. Погружение диска осуществляется на относительно больших скоростях 1.5–10 см/с для минимизации влияния распространения конвекции и теплопроводности на регистрируемое через окно мгновенное изображение нагретого диска.

Измерения проводятся с использованием тепловизионной камеры FLIR SC7700, (3.7−4.8 мкм) с частотой съемки 100−115 Гц в полнокадровом режиме. При уменьшении пространственного разрешения возможна регистрация с частотой до 400 Гц. Фокус тепловизора настраивается на внутреннюю стенку ИК-прозрачного окна, изготовленного из фторида кальция с пропускающей способностью более 90% в рабочем диапазоне.

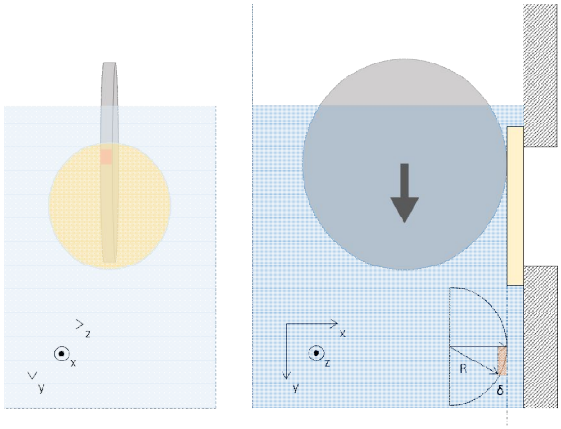


Рис. 2. Схема эксперимента для оценки толщины излучения водного слоя в среднем ИК-диапазоне

Анализ распределения мгновенной интенсивности излучения участка дуги ребра нагретого диска дает возможность оценить глубину зоны регистрации ИК-излучения в условиях эксперимента. Область максимальной интенсивности излучения соответствует области соприкосновения диска с окном (рис. 3, *а*). Продольные и поперечные профили относительно направления движения построены для начального временного этапа погружения диска dt < 0.3 с с момента появления объекта в кадре. На поперечном профиле выбирается значение интенсивности I_d, соответствующие толщине диска на поперечном профиле. Расстояние передней части диска от I_d до максимального значения – точки касания диска с окном принимается за излучение от диска (рис. 3, *б*). Перед диском регистрируется непосредственно излучательная компонента, так как конвективная компонента развивается за значительно большие времена и не фиксируется на мгновенном изображении. Она распространяется за диском в виде следа (рис. 3, *а*).

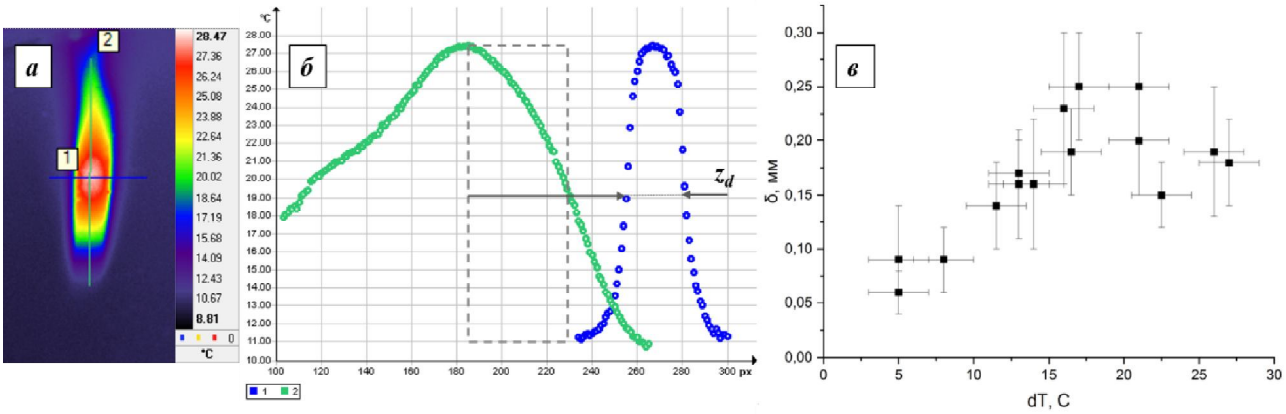


Рис. 3. Пример термограммы опускания нагретого диска в холодную воду (*а*), соответствующие продольный (зеленый) и поперечный (синий) профили температуры (*б*); зависимость толщины проникновения средневолнового ИК-излучения от температуры объекта (*в*)

На основании полученных термограмм рассчитана толщина проникновения ИК-излучения для разности температур dT = 5–30 °C и равна δ = 0,17±0,04. При рассмотрении широкого температурного диапазона становится заметна зависимость глубины поглощения от температуры диска (рис. 3, *в*). При увеличении температуры dT между диском и окружающей жидкостью измеряемая толщина слоя воды имеет тенденцию к увеличению.

На основе термографической регистрации быстропротекающих процессов через ИК-прозрачное окно проведены эксперименты с целью оценки толщины слоя воды, пропускающей ИК-излучение на тепловизионную камеру. Выделен поток излучения, испускаемого с поверхности нагретого тела, погружаемого в воду со скоростью до 10 см/с. Показано, что толщина регистрируемого в условиях экспериментов через ИК-прозрачное окно слоя воды δ менее 0.2 мм. При этом различный масштаб конвективного и радиационного переноса позволил выделить собственно излучательную компоненту при термографической регистрации быстропротекающих процессов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-79-00162.

Обозначения

$I(x)$ – интенсивность излучения, прошедшего через слой вещества толщиной x, Вт/м^2; I_0 – интенсивность излучения на входе в вещество, Вт/м^2; λ – коэффициент поглощения, 1/м.

Литература

1. Кутеладзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. – 416 с.
2. Carlomagno G. M., Cardone G. Infrared thermography for convective heat transfer measurements // Exp Fluids. 2010. Vol. 49. P. 1187–1218.
3. Judd K. P., Smith G. B., Handler R. A., Sisodia A. The thermal signature of a low Reynolds number submerged turbulent jet impacting a free surface // Phys. Fluids. 2008. No. 20. P. 115102.
4. Rohlf W., Haustein H. D., Garbrecht O., Kneer R. Insights into the local heat transfer of a submerged impinging jet: Influence of local flow acceleration and vortex-wall interaction // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2012. 55. Is. 25–26. P. 7728–7736.
5. Dupont J., Mignota G., Paladino D., Prasser H. Mid wave infrared thermography of water films in condensing and evaporating environments // Nuclear Engineering and Design. 2018. No. 336. P. 80–89.
6. Nakamura H., Shiibara N., Yamada S. Quantitative measurement of spatio-temporal heat transfer to a turbulent water pipe flow // Int. J. of Heat and Fluid Flow. 2017. No. 63. P. 46–55.

7. Carlomagno G. M., Ianiro A. Thermo-fluid-dynamics of submerged jets impinging at short nozzle-to-plate distance: a review // Exp. Thermal Fluid Sci. 2014. Vol. 58. P. 15–35.

8. Большухин М. А., Знаменская И. А., Фомичев В. И. // Докл. РАН. 2015. Т. 465, № 1. С. 38–42.

9. Знаменская И. А., Коротеева Е. Ю., Новинская А. М., Сысоев Н. Н. Особенности спектров турбулентных пульсаций струйных затопленных течений воды // ПЖТФ. 2016. № 13. С. 51–57.

10. Знаменская И. А., Коротеева Е. Ю., Новинская А. М., Рязанов П. А. Исследование пограничного неизотермического слоя жидкости на основе высокоскоростной термографии // РНКТ-7. № 1, С. 92–95.

11. Вавилов В. П. Инфракрасная термография и тепловой контроль. М.: ИД Спектр, 2009. – 544 с.

12. Zolotarev V. M., Mikhilov B. A., Alperovich L. L., Popov S. I. Dispersion and absorption of liquid water in the infrared and radio regions of the spectrum // Optics and Spectroscopy. 1969. Vol. 27. P. 430–432.

УДК 621.9

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ И РАННЕГО ПЕРЕХОДА В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ЗАТУПЛЕННЫХ ПЛОСКИХ ТЕЛАХ

В. И. Шалаев

Московский физико-технический институт (научно-исследовательский университет), г. Долгопрудный, Россия

На основе анализа численных расчетов выявлены физические механизмы появления зон повышенных тепловых потоков и раннего перехода в гиперзвуковых течениях около подветренной поверхности треугольного крыла с затупленными передними кромками. Получено, что эти явления, которые наблюдались во многих экспериментах в высокоскоростных аэродинамических трубах, связаны с образованием квазипродольных вихрей в пограничном слое, которые генерируют конвективный перенос высокотемпературного газа из ударного слоя к поверхности и новые типы неустойчивостей.

Зоны опасного повышения теплового потока на передней кромке и основной части поверхности затупленных тел типа полуконусов или крыльев в высокоскоростных потоках были обнаружены достаточно давно с появлением методов термоиндикаторных покрытий [1–3]. Вследствие ограниченности экспериментальных данных о структуре пространственных течений при больших числах Маха объяснения причин наблюдаемых в опытах явлений, включая зоны аномального теплообмена или раннего ламинарно-турбулентного перехода, удалось получить только с помощью численного моделирования [4–8].

Пример такого моделирования с помощью пакета ICEM CFX на сетке в 50 млн. узлов представлен в верхней части рис. 1, где представлено рассчитанное на основе уравнений Навье–Стокса распределение теплового потока (верхняя часть) для ламинарного течения на плоской поверхности треугольного крыла длиной 0,57 м, толщиной 0,016 м, с углом стреловидности 75° и радиусом затупления передних кромок 0,008 м при числах Маха и Рейнольдса набегающего потока $M = 6$ и $Re = 0{,}658692 \cdot 10^6$ под углом атаки $\alpha = 0°$. Для сравнения на

нижней половине приведено экспериментальное распределение теплового потока (нижняя часть), полученное в ударной трубе УТ-1М ЦАГИ [6]. Вычисления качественно правильно отражают экспериментальные данные и могут быть использованы для анализа течения.

Полоса наиболее интенсивного теплообмена расположена в середине крыла (основной максимум), причем величина теплового потока здесь сравнима с его величиной в конце перехода. В эксперименте эта полоса заканчивается расширением, обусловленным появлением турбулентного клина. Около плоскости симметрии имеется другая очень узкая полоса существенно меньшего повышения теплообмена.

Особенности теплового потока объясняются путем анализа пространственной картины течения около крыла. В верхней части рис. 2 представлено рассчитанное поле течения в плоскости поперечного сечения X = 0,1 м, которое примерно совпадает с началом зоны аномального теплообмена на основной части поверхности, которая показана в нижней части рисунка. Видно, что в течении есть три приблизительно продольных вихря. Большой невязкий вихрь расположен над пограничным слоем, у плоскости симметрии вблизи поверхности имеется маленький вихрь, а в середине размаха крыла внутри пограничного слоя находится большой основной вихрь. Заметим, что два последних вихря были обнаружены только с помощью решений полных уравнений Навье–Стокса. Модели более низкого порядка, такие как уравнения Эйлера или параболизованные уравнения Навье–Стокса, позволяют получить только невязкий вихрь.

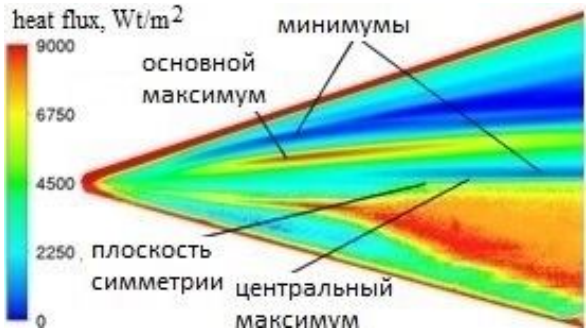


Рис. 1. Распределения теплового потока на поверхности треугольного крыла с затупленными передними кромками

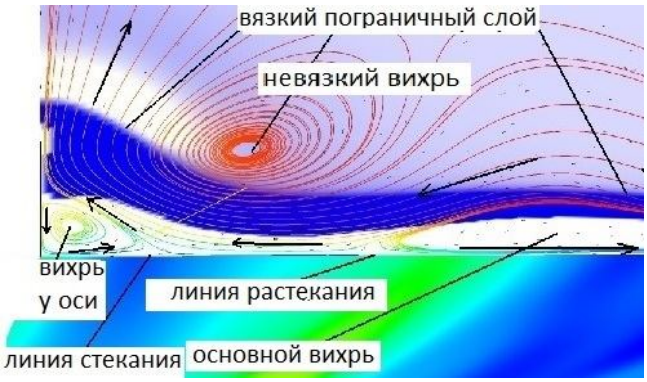


Рис. 2. Картина течения и распределения энтропии в поперечном сечении X = 0,1 м и распределение тепловых потоков на крыле

Полоса интенсивного теплообмена расположена под левой частью основного вихря. Увеличение теплового потока здесь в 3-4 раза нельзя объяснить торможением поперечного течения на линии присоединения, так как его скорость примерно в десять раз меньше продольной скорости. Это явление обусловлено взаимодействием основного вихря с пограничным слоем. Другое повышение теплового потока на передней кромке крыла объясняется су-

жением области течения из-за кривизны S-образной головной ударной волны. Этот эффект также объясняет процесс формирования вихрей в результате увеличения поперечной скорости в области сужения. Основной вихрь образуется в пограничном слое на расстоянии около 10 радиусов кривизны вниз по потоку от носка. Он захватывает своей верхней частью горячий газ в энтропийном слое и переносит его к поверхности крыла за половину оборота вокруг оси. Аналогичный механизм приводит к повышению теплового потока в полосе около плоскости симметрии.

Взаимодействие вихря с пограничным слоем формируют также условия для развития раннего ламинарно-турбулентного перехода. Данные эксперимента, представленные на нижней части рис. 1, показывают, что в турбулентном пограничном слое тепловой поток на поверхности повышается в 5-6 раз. Следует отметить, что интенсивность основного вихря растет вниз по потоку. Из сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов на рис. 1 следует, что разрушение вихря и появление турбулентного клина соответствует сечению, в котором интенсивность вихря достигает максимума. В пограничном слое внутри основного вихря распределение поперечной и продольной скоростей имеет тот же вид, что и в закрученной струе. Профили поперечной скорости имеют S-образную форму и генерируют развитие неустойчивых волн поперечного течения. С другой стороны, профили продольной скорости сильно выхолаживаются в области оси основного вихря, что приводит к развитию неустойчивости Рэлея. Оба механизма генерируют существенно более ранний переход, чем волны Толлмина–Шлихтинга, который является основным при отсутствии вихря.

Следует отметить, что все рассмотренные явления носят существенно трехмерный характер и обусловлены гиперзвуковым характером течения. Куполообразная форма эффективного тела, вязко-невязкое взаимодействие и появление квазипродольных вихрей в средней части крыла вызваны именно этими двумя эффектами. Трехмерным явлением является и конвективный перенос тепла в вихре из энтропийного слоя внутрь пограничного слоя – в двухмерных задачах возможно только диффузное поглощение первого вторым.

Литература

1. Боровой В. Я., Давлет-Кильдеев Р. З., Рыжкова М. В. Об особенностях теплообмена на поверхности некоторых несущих тел пари больших сверхзвуковых скоростях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 1.

2. Кондратьев И. А., Юшин А. Я. О локальном увеличении теплового потока на нижней поверхности треугольного крыла с затупленными передними кромками // Аэротермодинамика воздушно-космических систем. Сб. докл. школы-семинара ЦАГИ «Механика жидкости и газа». ЦАГИ. 1990. Т. 1. С. 167–175.

3. Губанова О. И., Землянский Б. А., Лесин А. Б., Лунев В. В., Никулин А. Н., Сюсин А. В. Аномальный теплообмен на наветренной стороне треугольного крыла с затупленным носком при гиперзвуковом обтекании // Аэротермодинамика воздушно-космических систем: сб. докл. школы-семинара ЦАГИ «Механика жидкости и газа». ЦАГИ. 1990. Т. 1. С. 188–196.

4. Бражко В. Н., Ваганов А. В., Нейланд В. Я., Стародубцев М. А., Шалаев В. И. Моделирование особенностей обтекания наветренной стороны треугольного крыла с затупленными передними кромками на основе численного решения уравнений Навье–Стокса // Тр. МФТИ. 2013. Т. 5, № 2. С. 13–22.

5. Ваганов А. В., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В., Шалаев В. И. Экспериментальное исследование структуры течения и перехода в пограничном слое треугольного крыла с затупленными передними кромками при числах Маха 2, 2,5 и 4 // Тр. МФТИ. 2013. Т. 5, № 3(19). С. 164–173.

6. Alexandrov S. V., Vaganov A. V., Shalaev V. I. Physical Mechanisms of Longitudinal Vortexes Formation, Appearance of Zones with High Heat Fluxes and Early Transition in Hyper-

sonic Flow over Delta Wing with Blunted Leading Edges // AIP Conference Proceedings. 2016. 1770. P. 020011-1–020011-10.

7. Александров С. В., Ваганов А. В., Стародубцев М. А., Шалаев В. И. Некоторые особенности структуры и теплообмена трехмерных высокоскоростных течений // Тр. Юбилейной конф. Национального комитета РАН по тепло- и массообмену «Фундаментальные и прикладные проблемы тепломассообмена». «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках». 22–26 мая 2017 г., Санкт-Петербург. М.: Издательский дом МЭИ, 2017. Т. 1. С. 133–136.

8. Shalaev V. I. 3D Boundary Layer Theory. Chapter in book: Boundary Layer Flows – Theory, Applications and Numerical Methods. London: IntechOpen, 2019.

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ФАЗОВЫХ И ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

УДК 536.242

ВОЛНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КАПИЛЛЯРНЫХ ОБЪЕМАХ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПРОЦЕССАХ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

П. С. Ассоров[1], А. Я. Симоновский[1,2], Н. А. Шаталов[1,3]

[1]Северо-Кавказский федеральный университет, г. Ставрополь, Россия
[2]Ставропольский государственный аграрный университет, г. Ставрополь, Россия
[3]Ставропольский колледж связи им. героя советского союза В. А. Петрова, г. Ставрополь, Россия

В процессах кипения магнитной жидкости [1, 2] интенсификация теплообмена может происходить за счет ряда обстоятельств. С одной стороны неоднородное внешнее магнитное поле может обеспечивать дополнительную выталкивающую силу, действующую на пузырек пара, что приведет к облегчению всплытия пузырька и увеличению частоты образования и отрыва пузырьков пара. Кроме того, магнитное поле может существенно деформировать паровой пузырек, что обеспечит значительное изменение межфазной поверхности пар–жидкость и соответственно приведет к изменению теплоотдающей поверхности. Магнитное поле существенно влияет и на межфазное натяжение на границе с твердой поверхностью теплообмена, что так же должно давать возможность менять интенсивность отвода тепла от твердой поверхности к кипящей жидкости. Так обстоит дело в постоянном внешнем магнитном поле. Поле может быть однородным, неоднородным. Обладать различным направлением градиента. Последнее обстоятельство приведет к различной совокупности сил влияющих на возникновение, рост и отрыв пузырька пара.

В настоящей работе исследуется влияние переменного магнитного поля, приводящее к возникновению дополнительного фактора к ранее указанным, существенно меняющего характер межфазной границы пар–жидкость и жидкость–твердая поверхность нагревателя. Этим фактором является возникновение поверхностных волн на межфазной границе пар–жидкость. Последствия возникновения поверхностных волн на межфазной границе пар–жидкость в переменном магнитном поле на процесс образования пузырька пара в кипящей магнитной жидкости моделировались с помощью гидродинамической аналогии: пузырек газа в жидкости и капли жидкости в окружающем её газе. Капля магнитной жидкости вытекала из капиллярного отверстия на поверхность горизонтальной немагнитной пластины висящей в воздухе, находящейся в однородном внешнем магнитном поле, созданном катушками Гельмгольца. Переменное магнитное поле в катушках Гельмгольца обеспечивалось генератором переменного тока. Магнитное поле менялось в широких пределах по частоте и интенсивности. Схема установки по наблюдению за поведением капли магнитной жидкости, висящей на горизонтальной немагнитной пластине в указанном магнитном поле, представлена на рис. 1.

В результате проведенных наблюдений было обнаружено, что капиллярный объем магнитной жидкости, висящий и одновременно растущий на горизонтальной поверхности с раз-

мерами, значительно превышающими размеры висящей капли, в значительной степени меняет свои геометрические характеристики в зависимости от направления, величины и частоты приложенного магнитного поля. При этом капля магнитной жидкости, без включения магнитного поля, имела осесимметричную форму с вертикальной осью симметрии. При некоторой величине и частоте магнитного поля столбик жидкости, на котором подвешена капля, значительно увеличивался, а сама капля существенно удлинялась в направлении приложенного магнитного поля и претерпевала колебания различной частоты и амплитуды. При дальнейшем изменении поля капля без образования столбика растекалась вдоль поверхности подвеса. При этом на поверхности капли возникали бегущие волны различной амплитуды и частоты. Эти бегущие волны в результате отражения от границы капли, сопряженной с твердой поверхностью, в последующем формировали стоячие волны с некоторым распределением амплитуды и длины волны. Изменение частоты и интенсивности магнитного поля приводило к изменению характеристик как бегущих, так и стоячих волн. Помимо указанных явлений, характерных для горизонтально приложенного магнитного поля, с увеличением напряженности поля значительно менялись характер роста, форма и длительность истечения капли из отверстия.

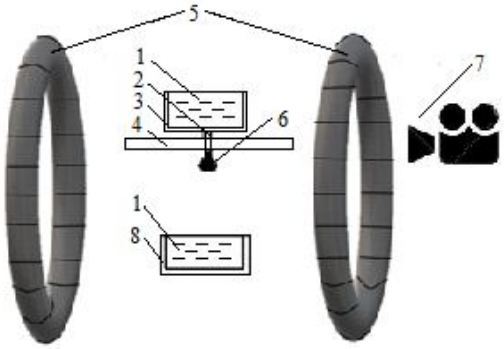
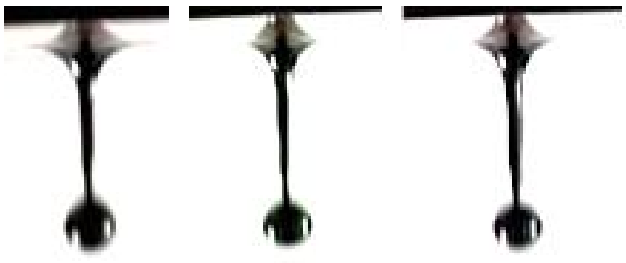


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – магнитная жидкость; 2 – отверстие диаметром d = 1 мм; 3 – цилиндрический пластиковый контейнер; 4 – медный диск; 5 – катушки Гельмгольца; 6 – капля магнитной жидкости; 7 – скоростная видеокамера; 8 – контейнер для сбора магнитной жидкости

На рис. 2 приведена последовательность изменений формы капли истекающей из отверстия, выполненного в горизонтальной пластине с увеличением магнитного поля при различных частотах. Видно, что в поле H_{max} = 1,003 кА/м капля представляет собой шар, подвешенный на тонком столбике жидкости с основанием, закрепленным на горизонтальной твердой пластине. Удержание капли на горизонтальной поверхности подвеса осуществляется за счет капиллярных сил. Видно также, что форма капли не зависит от частоты приложенного магнитного поля при его незначительной интенсивности.

На рис. 3, где представлены фотографии капли в горизонтальном магнитном поле H_{max}= 4,566 кА/м, видно, что с увеличением поля в 4,5 раза капля от сферической формы переходит в удлинённую гантелеобразную форму, подвешенную на вертикальном столбе жидкости.



а *б* *в*

Рис. 2. Отрыв капли магнитной жидкости в переменном магнитном поле напряженностью H_{max} = 1,003 кА/м: *а* – 10 Гц; *б* – 12; *в* – 15



а *б* *в*

Рис. 3. Отрыв капли магнитной жидкости в переменном магнитном поле напряженностью H_{max} = 4,566 кА/м: *а* – 10 Гц; *б* – 12; *в* – 15

Состояние капли, изображенной на рис. 2, 3, существенно изменялось при ускорении истечения капли из отверстия, а именно, происходило значительное удлинение вертикального столбика жидкости подвешенного на горизонтальной поверхности пластины, как показано на рис. 4. Видно, что с увеличением времени истечения столбика жидкости из отверстия на горизонтальной пластине происходит удлинение этого столбика до момента его распада. Осевая линия столбика претерпевает поперечные колебания в направлении приложенного магнитного поля.

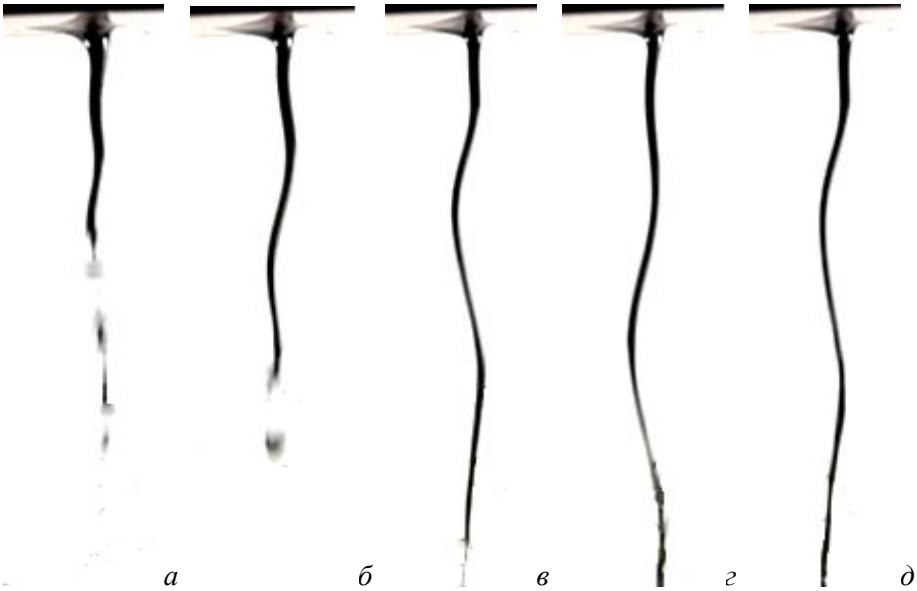


Рис. 4. Кинограмма струи магнитной жидкости в переменном магнитном поле с частотой 10 Гц с амплитудой напряженности H_{max} = 4,566 кА/м во временные промежутки от начала эксперимента: *а* – 0,0792 с; *б* – 0,1132 с; *в* – 0,1528 с; *г* – 0,1726 с; *д* – 0,2066 с

С увеличением напряженности поля, как показано на рис. 5, столб жидкости распадался на цилиндрические части примерно одинаковой высоты, каждая из них в отдельности колебалась в направлении внешнего приложенного магнитного поля.

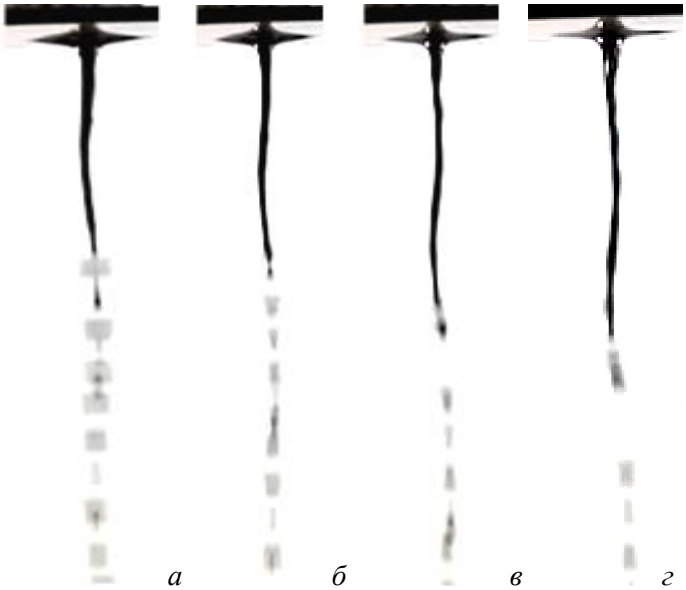


Рис. 5. Кинограмма струи магнитной жидкости в переменном магнитном поле с частотой 10 Гц с амплитудой напряженности: H_{max} = 6,347 кА/м во временные промежутки от начала эксперимента: *а* – 0,3330 с; *б* – 0,3429 *с*; *в* – 0,3561 с; *г* – 0,3660 с

Формирование стоячих волн на поверхности магнитной жидкости, истекающей из отверстия в горизонтальной пластине, показано на рис. 6. Волны возникают в переменном магнитном поле напряженностью не менее H_{max} = 7 кА/м и при частоте поля свыше 30 Гц. Из рисунка видно, что в зависимости от частоты приложенного магнитного поля длина цуга поверхностных волн существенно увеличивается. При этом меняются как амплитуда, так и длина волны.



Рис. 6. Растекание капли магнитной жидкости в переменном магнитном поле с амплитудой напряженности: H_{max} = 7 кА/м с различными частотами: *а* – 30 Гц; *б* – 50 Гц; *в* – 60 Гц

Таким образом, в данной работе на основе наблюдения за поведением капли магнитной жидкости, истекающей из отверстия в горизонтальной немагнитной поверхности в переменном однородном внешнем магнитном поле, было обнаружено:

– самообразование поверхностных волн на межфазной поверхности жидкость–газ;

– зависимость характеристик поверхностных волн от частоты и интенсивности приложенного магнитного поля;

– возникновение как бегущих, так и стоячих волн при различных характеристиках внешнего переменного магнитного поля.

В работе обсуждается возможность развития отмеченных волновых явлений на межфазной границе пар–жидкость при кипении магнитной жидкости в переменном магнитном поле, которые могут приводить к значительному изменению интенсивности теплоотвода от поверхности нагревателя.

Выражаем благодарность РФФИ за поддержку работы (грант 20-01-00017).

Литература

1. Yanovskii A. A., Simonovskii A. Ya. Frequency of formation of vapor bubbles in a two-layer medium of magnetic and nonmagnetic liquid // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2019. Vol. 55, Issue 5, P. 567–575.

2. Яновский А. А., Симоновский А. Я. Частота образования пузырьков пара в двухслойной среде магнитная–немагнитная жидкость // Электронная обработка материалов. 2019. № 55(1). С. 37–46.

УДК 001.891.57:53;66.02

МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ПЛАСТИНЧАТЫХ ТЕПЛООБМЕННИКАХ ПРИ ПЛЕНОЧНОЙ КОНДЕНСАЦИИ

Ф. Г. Ахмадиев[1], Р. М. Гильфанов[1], М. И. Фарахов[2], А. А. Ахмитшин[2]

[1]Казанский государственный архитектурно-строительный университет, г. Казань, Россия
[2]ООО Инженерно-внедренческий центр «Инжехим», г. Казань, Россия

Процессы пленочной конденсации являются широко распространенными в химической технологии и смежных отраслях промышленности. Первой теоретической работой по теплообмену при пленочной конденсации является работа Нуссельта [1] при целом ряде упрощающих допущений. В результате определялись толщины пленки, коэффициент теплоотдачи и количество сконденсированного газа. Данная работа дала вполне удовлетворительные результаты и служила базой для дальнейшего развития теории расчета плёночной конденсации. В данной работе не учитывались выделение теплоты аккумуляции при охлаждении пленки, неизотермичность поверхности охлаждения и изменение физических свойств жидкости.

Впервые в постановке сопряженных пограничных слоев задачу конденсации исследовал Г. Г.Черный для случая вынужденного движения чистого пара [2], в которой также имеется строгий вывод граничных условий на поверхности разрыва в произвольной сплошной среде из общих законов сохранения. Позднее данный подход был использован в других работах. Например, в работе [3] в сопряженной постановке численно решена задача нестационарного тепло- и массообмена в пленке стекающей жидкости в щелевом канале при сформированных граничных условиях прилипания на стенке, симметрии и сопряжения с учетом кинетики испарения. Показано повышение эффективности процесса за счет использования нестационарного режима орошения.

Несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные исследования процессов тепломассообмена при пленочной конденсации и испарении в различных постановках, например [1–8], сопряженный тепломассообмен при пленочной конденсации с учетом неизотермического течения хладагента внутри конденсатора, пленки конденсата и газовой фазы исследован недостаточно полно.

Целью данной работы является математическое моделирование пленочной конденсации с совместным учетом термогидродинамической обстановки в хладагенте в ограниченной области, стекающей пленке конденсата и газовом потоке при изменении их физических свойств и построение алгоритма ее расчета.

Рассматривается ламинарный установившийся режим пленочной конденсации, который может быть реализован, например, в теплообменниках, которые состоят из блоков, теплообменные элементы которых выполнены в форме прямой полой призмы из тонких металлических листов, с образованием внутреннего щелевого канала для теплоносителя (рис. 1, 2). Теплообменные элементы расположены друг к другу с образованием наружных вертикальных щелевых каналов для перемещения в аксиальном направлении теплоносителя – газа.

При работе конденсатора хладагент течет внутри щелевого канала полой призмы. За счет охлаждения стенок канала и теплообмена через стенки канала с вертикально движущейся газовой фазой образуется пленка конденсата, которая стекает по поверхности канала. В области течения хладагента и газа (рис. 2) выполняются соотношения $L_z \approx L_x >> 2h (H > 2h)$.

Тогда исходная система уравнений, описывающая установившееся плоское ламинарное течение хладагента внутри призмы, пленки конденсата и газовой фазы (пара) в декартовой системе координат x, y, z записывается в виде

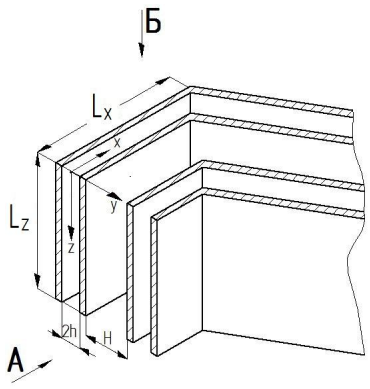


Рис. 1. Физическая модель теплообменника-конденсатора

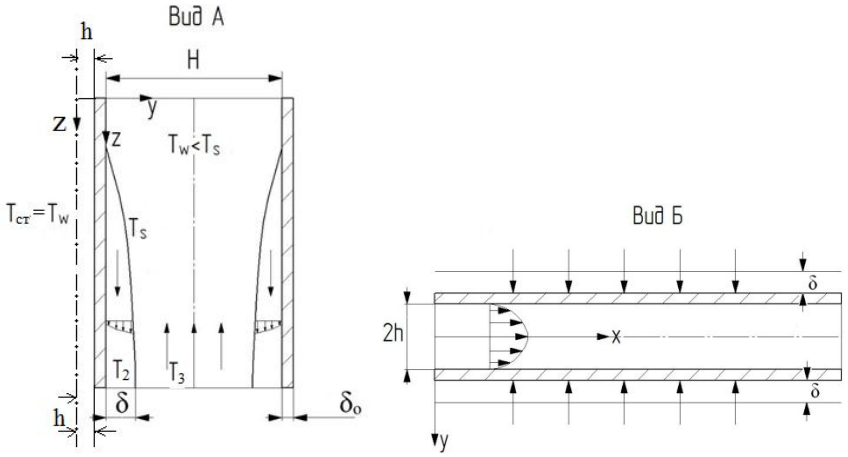


Рис. 2. Схема течения рабочих сред при пленочной конденсации

$$\frac{\partial V_{1x}}{\partial x}+\frac{\partial V_{1y}}{\partial y}=0\,\frac{\partial V_{1x}}{\partial x}+\frac{\partial V_{1y}}{\partial y}=0\,, \tag{1.1}$$

$$\rho_1\left(V_{1x}\frac{\partial V_{1x}}{\partial x}+V_{1y}\frac{\partial V_{1x}}{\partial y}\right)=-\frac{\partial p_1}{\partial x}+F_{1x}+\frac{\partial}{\partial y}(\mu_1\frac{\partial V_{1x}}{\partial y}), \tag{1.2}$$

$$-\frac{\partial p_1}{\partial y}+F_{1y}=0\,, \tag{1.3}$$

$$-\frac{\partial p_1}{\partial z}+F_{1z}=0\,, \tag{1.4}$$

$$\rho_1 c_{1p_1}\left(V_{1x}\frac{\partial T_1}{\partial x}+V_{1y}\frac{\partial T_1}{\partial y}\right)=\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_1\frac{\partial T_1}{\partial y}\right), \tag{1.5}$$

$$\frac{\partial V_{2y}}{\partial y}+\frac{\partial V_{2z}}{\partial z}=0\,, \tag{2.1}$$

$$\rho_2\left(V_{2y}\frac{\partial V_{2z}}{\partial y}+V_{2z}\frac{\partial V_{2z}}{\partial z}\right)=-\frac{\partial p_2}{\partial z}+F_{2z}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_2\frac{\partial V_{2z}}{\partial y}\right), \tag{2.2}$$

$$-\frac{\partial p_2}{\partial x}+F_{2x}=0\,, \tag{2.3}$$

$$-\frac{\partial p_2}{\partial y}+F_{2y}=0\,, \tag{2.4}$$

$$\rho_2 c_{2p_2}\left(V_{2y}\frac{\partial T_2}{\partial y}+V_{2z}\frac{\partial T_2}{\partial z}\right)=\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_2\frac{\partial T_2}{\partial y}\right), \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial V_{3y}}{\partial y}+\frac{\partial V_{3z}}{\partial z}=0\,, \tag{3.1}$$

$$\rho_3\left(V_{3y}\frac{\partial V_{3z}}{\partial y}+V_{3z}\frac{\partial V_{3z}}{\partial z}\right)=-\frac{\partial p_3}{\partial z}+F_{3z}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_3\frac{\partial V_{3z}}{\partial y}\right), \tag{3.2}$$

$$-\frac{\partial p_3}{\partial x}+F_{3x}=0\,, \tag{3.3}$$

$$-\frac{\partial p_3}{\partial y}+F_{3y}=0\,, \tag{3.4}$$

$$\rho_3 c_{3p_3}\left(V_{3y}\frac{\partial T_3}{\partial y}+V_{3z}\frac{\partial T_3}{\partial z}\right)=\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_3\frac{\partial T_3}{\partial y}\right), \tag{3.5}$$

$$\lambda_4\frac{\partial^2 T_4}{\partial y^2}=0\,. \tag{3.6}$$

Здесь уравнения (1.1)–(1.5) описывают движение хладагента внутри полой прямой призмы, уравнения (2.1)–(2.5) – течение стекающей пленки, а уравнения (3.1)–(3.5) – движение газа (пара), а (3.6) – теплопередачу через стенку; $F_{1y}=F_{1x}=0$, $F_{1z}=\rho_1 g$; $F_{2y}=F_{2x}=0$, $F_{2z}=\rho_2 g$; $F_{3x}=F_{3z}=0$, $F_{3z}=\rho_3 g$; $\mu_i=\mu_i(T_i)$, $i=\overline{1,3}$; индексы 1, 2, 3 относятся к хладагенту, пленке жидкости и газовой фазе соответственно.

Данная система уравнений решается при соответствующих граничных условиях, причем граничные условия на поверхности конденсации могут иметь разные формулировки в зависимости от реальных условий работы конденсаторов, которые имеют вид

$$\frac{\partial V_{1x}}{\partial y}=0\,,\ \ \frac{\partial T_1}{\partial y}=0\,,\ \ V_{1y}=0\ \text{при}\ y=0; \tag{4.1}$$

$$V_{1x}=V_{1y}=0\,,\ \ \lambda_1\frac{\partial T_1}{\partial y}=\lambda_4\frac{\partial T_4}{\partial y}\ \text{при}\ \ y=\pm h\,; \tag{4.2}$$

$$T_4=T_2\,,\ \ \lambda_4\frac{\partial T_4}{\partial y}=\lambda_2\frac{\partial T_2}{\partial y}\,,\ \ V_{2y}=V_{2z}=0\,,$$

$$-\lambda_2\frac{\partial T_2}{\partial y}=\alpha(T_{10}-T_{cm})\approx\alpha(T_{1sr}-T_{4sr})\ \text{при}\ \ y=h+\delta_0\,; \tag{4.3}$$

$$\mu_2\frac{\partial V_{2z}}{\partial y}=\mu_3\frac{\partial V_{3z}}{\partial y}+\frac{d\sigma_2}{\partial z}\,,\ \ V_{2z}=V_{3z}\,,\ \ T_2=T_3=T_{2S}\,,$$

$$p_2=p_3+\sigma_2\frac{d^2\delta}{dz^2}\ \ \text{при}\ \ y=h+\delta_0+\delta\,; \tag{4.4}$$

$$\frac{\partial T_3}{\partial y}=0\,,\ \ \frac{\partial V_{3z}}{\partial y}=0\,,\ \ V_{3y}=0\ \ \text{при}\ \ y=\delta_1=h+\delta_0+\frac{H}{2}\,; \tag{4.5}$$

$$V_{1x}=V_{1xvh}\,,\ \ T_1=T_{1vh}\,,\ \ p_1=p_{1vh}\ \ \text{при}\ \ x=x_{vh}\,; \tag{5.1}$$

$$V_{2z}=V_{2zvh}\,,\ \ T_2=T_{2vh}\ \ \text{при}\ \ z=z_{vh}=z_0\,; \tag{5.2}$$

$$V_{3z}=V_{3zvh}\,,\ \ T_3=T_{3vh}\,,\ \ V_{3y}=0\,,\ \ p_3=p_{3vh}\ \ \text{при}\ \ z=L_z\,, \tag{5.3}$$

где α – коэффициент теплоотдачи (с учетом термического сопротивления стенки), σ_2 – коэффициент поверхностного натяжения пленки, T_{10} – температура охлаждающей среды (хладагента); T_{cm}, T_{2s} – температуры стенки и насыщения.

Конденсация при медленных режимах течения (Re << 1). В этом случае задача существенно упрощается и в уравнениях сохранения импульса можно пренебречь инерционными членами. Такие режимы течения выполняются во многих случаях пленочной конденсации и уравнения сохранения (1.1)–(1.5), (2.1)–(2.5), (3.1)–(3.6) удается проинтегрировать при граничных условиях (4.1)–(4.5) и (5.1)–(5.3).

Для интегрирования уравнений сохранения энергии (1.5), (2.5), (3.5) был использован приближенный метод Слезкина. Тогда после их интегрирования при соответствующих граничных условиях определяется поле температур T_1, T_2 и T_3, T_4.

Из уравнений (1.1)–(1.2), (2.1)–(2.2), (3.1)–(3.2) определяются поля скоростей V_{1x}, V_{1y}, V_{2y}, V_{2z}, V_{3y}, V_{3z} $V_{1x}, V_{1y}, V_{2y}, V_{2z}, V_{3y}, V_{3z}$при известных зависимостях температуры T_1, T_2, T_3. При этом были использованы полиномиальные зависимости вязкостей $\mu_i(T_i)$ от температуры. Например, из уравнения (1.2) определяется V_{1x} с учетом зависимости $\mu_1(T_1)$ в виде

$$V_{1x}(x,y)=\int_h^y \frac{p_1'(x)y}{\mu_1(T_1)}\,dy\,.$$

При известном $V_{1x}(x, y)$ из уравнения (1.1) после соответствующих операций дифференцирования и интегрирования с учетом граничного условия $V_{1y}(x, h) = 0$ определяется поперечная скорость $V_{1y}(x, y)$ в виде

$$V_{1y}(x,y)=\int_h^y\left[\int_y^h\left(\frac{p_1'(x)y}{\mu_1(T_1)}\right)'_x dy\right]dy, \qquad (6)$$

где знак «′» означает производную по x.

Аналогичным образом определяются поля скоростей V_{2y}, V_{2z}, V_{3y}, V_{3z} по уравнениям (2.1)–(2.2), (3.1)–(3.2) при соответствующих граничных условиях.

Для определения неизвестной толщины пленки $\delta(z)$ (расхода конденсата) используется уравнение баланса энергии в пленке конденсата. По построенной модели проведены численные расчеты, которые показали, что интенсивность конденсации уменьшается с увеличением координат x и z (длины рабочей зоны).

Для физического моделирования процесса конденсации был изготовлен лабораторный стенд. В качестве хладагента и газовой фазы при экспериментах использовались соответственно вода и пары третбутилового спирта. Эксперименты подтвердили справедливость сделанных допущений и построенной математической модели.

Построенная математическая модель в конкретных частных случаях переходит в результаты работы [1] и согласуется с ранее известными, приведенными в работах [4, 5] решениями. Например, если не рассматривать течение охлаждающей среды внутри полой призмы и взять ее температуру $T_1 = T_0$ и стенки $T_4 = T_{ст}$ и пренебречь конвективным переносом тепла в уравнении (2.5) и трением на границе раздела газ–жидкость при граничных условиях (4.3)–(4.4), то наше решение полностью совпадает с результатом работы [1].

Математическая модель позволяет определить все характеристики процесса пленочной конденсации для аппаратов рассмотренного типа в результате проведения вычислительного эксперимента и решить вопросы оптимального аппаратурного оформления соответствующего процесса конденсации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Республики Татарстан в рамках научного проекта 18-43-160008.

Литература

1. Nusselt W. Surface condensation of water vapours // Z. Ves. Dt. Ing. 1916. Vol. 60, No. 26. P. 569–575; Vol. 60, No. 27. P. 541–546.

2. Черный Г. Г. Ламинарное движение газа и жидкости в пограничном слое с поверхностью разрыва // Изв. АН СССР. 1954. № 12. С. 38–67.

3. Дашков Г. В., Маленко Г. Д., Солодухин А. Д., Тютюма В. Д. Моделирование испарительного охлаждения стекающих пленок жидкостей в щелевом канале оросительного устройства градирни // ИФЖ. 2014. Т. 27, № 6. С. 1356–1361.

4. Теплопередача в двухфазном потоке / Под ред. Д. Баттерворса, Г. Хьюитта. Пер. с англ. М.: Энергия, 1980. – 328 с.

5. Михалевич А. А. Математическое моделирование массо- и теплопереноса при конденсации. Минск: Наука и техника, 1982. – 216 с.

6. Справочник по теплообменникам / Под. ред. Б. С. Петухова, В. К. Шикова. Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1987. Т. 1. – 560 с.

7. FI-Zassah Z. A., Khadrawe A. F., AL-Nims H. A. Film on condensation on a vertical microchannel // Int. Commun. in Heat and mass Transfer. 2008. Vol. 35. P. 1172–1176.

8. Groff M. K., Ormisfon S. J., Soliman H. M. Numerical solution of film condensation from turbulent flow of vapor-gaz mixtures in vertical tubes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2007. Vol. 50. P. 3899–3912.

УДК 532.5.013.4

КРИТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСТОЙЧИВОСТИ СОВМЕСТНЫХ ТЕЧЕНИЙ ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ И ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ

В. Б. Бекежанова[1], И. А. Шефер[2]

[1]Институт вычислительного моделирования Сибирского отделения РАН, г. Красноярск, Россия
[2]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия

Введение. Течения жидкости в условиях фазового перехода встречаются во многих промышленных и технологических процессах в энергетической и химической промышленности, материаловедении, биомедицине, теплофизике, космической отрасли. Поиск новых технических решений и совершенствование существующих технологий требуют точного прогнозирования динамики двухфазных систем, знания характеристик и эффективных параметров тепломассопереноса в жидких средах в различных условиях. Несмотря на все достижения экспериментальных методов исследования, их использование связано с рядом ограничений, обусловленных ресурсными затратами и необходимостью воссоздания реальных условий. Альтернативным методом прогнозирования, получения и анализа определяющих параметров является математическое моделирование.

Один из традиционных подходов к теоретическому исследованию течений испаряющихся жидкостей основан на использовании уравнений Навье–Стокса или их аппроксимаций [1]. Поскольку численные решения, предполагающие фиксацию большинства параметров системы, не всегда могут выполнять прогнозирующую роль, сохраняется потребность в получении точных или приближённых аналитических решений, которые позволяют быстро и

эффективно исследовать характер и степень влияния разнородных факторов на структуру и параметры возникающих конвективных режимов, определить способы управления этими режимами. Особую ценность представляют решения групповой природы, для которых гарантировано сохранение естественных свойств симметрии пространства–времени и движущейся в этом пространстве жидкости, заложенных при выводе уравнений Навье–Стокса.

Настоящая работа посвящена исследованию характеристик линейной устойчивости совместного течения жидкости и парогазовой смеси в условиях диффузионного испарения в плоском канале. Двухслойное течение описывается точным решением уравнений Обербека–Буссинеска, учитывающих дополнительно влияние прямого и обратного термодиффузионных эффектов в газовой фазе. Построены нейтральные кривые, определяющие критическую внешнюю тепловую нагрузку, которая приводит к потере устойчивости основного течения, и описаны возможные формы трёхмерных характеристических возмущений.

Основные предположения и определяющие уравнения. Рассматривается совместное стационарное течение испаряющейся жидкости и газопаровой смеси в бесконечном горизонтальном канале с твёрдыми непроницаемыми стенками в поле силы тяжести с вектором массовых сил $\mathbf{g} = (0, -g)$. Считаются выполненными следующие предположения: (i) обе среды являются вязкими, теплопроводными и несжимаемыми; (ii) жидкость и газ имеют общую границу раздела Г, которая является термокапиллярной поверхностью, допускающей фазовый переход жидкость–пар; (iii) поверхностное натяжение жидкости линейно зависит от температуры: $\sigma = \sigma_0 - \sigma_T(\theta_1 - \theta_0)$, σ_0, θ_0 – равновесные значения поверхностного натяжения и температуры, σ_T – температурный коэффициент, θ_1 – температура жидкости, σ_0, $\sigma_T > 0$; (iv) имеет место испарение/конденсация диффузионного типа (слабое испарение), подразумевающего отсутствие значительных градиентов температуры и давления. Данные предположения позволяют рассматривать пар как пассивную примесь и использовать для описания переноса пара в газе уравнение конвективной диффузии, в котором дополнительно учитывается влияние эффекта Соре, вызывающего формирование градиента концентрации вследствие разности температур. Кроме того, в газопаровом слое дополнительно учитывается влияние эффекта Дюфура, обратного эффекту термодиффузии.

Установившееся течение в каждой из сред двухслойной системы описывается уравнениями Обербека–Буссинеска:

$$(\mathbf{v}_j \cdot \nabla)\mathbf{v}_j = -\frac{1}{\rho_j}\nabla p_j + \nu_j \Delta \mathbf{v}_j - (\beta_j \theta_j + \underline{\gamma C})\,\mathbf{g}, \quad \nabla \cdot \mathbf{v} = 0,$$
$$\mathbf{v}_j \cdot \nabla \theta_j = \chi_j(\Delta \theta_j + \underline{\delta \Delta C}), \qquad \mathbf{v}_2 \cdot \nabla \theta_2 = D(\Delta C + \alpha \Delta \theta_2). \tag{1}$$

Здесь и ниже индекс $j = 1$ используется для обозначения величин, характерных для жидкости, заполняющей нижний слой, $j = 2$ – для газа в верхнем слое. Искомыми функциями являются компоненты вектора скорости $\mathbf{v}_j = (u_j, v_j)$, модифицированное давление p_j (отклонение от гидростатического), температура θ_j каждой из сред и концентрация пара в газе C. Величины ρ_j, ν_j, β_j, χ_j – положительные постоянные плотность, кинематическая вязкость, тепловое расширение и температуропроводность соответственно, γ – коэффициент концентрационного расширения, D – коэффициент диффузии пара в газе, α, δ – параметры Соре и Дюфура соответственно. Подчёркнутые слагаемые и последнее уравнение системы (1) учитываются только при моделировании процессов тепломассопереноса в газовом слое.

Граничные условия. На внешних твёрдых стенках $y = -l$, $y = h$ поддерживается линейное по продольной координате распределение температуры: $\theta_1(x, -l) = \theta_2(x, h) = Ax + \vartheta$, A, ϑ – заданные постоянные. Для функций скорости каждой из сред справедливы условия прилипания. На верхней стенке задаётся условие нулевого полного потока пара.

На поверхности раздела жидкость–газ выполнены условия непрерывности поля температуры и полного вектора скорости, динамическое и кинематическое условия. Конвективный перенос массы через межфазную границу не учитывается в силу предположения о диффузионном характере испарения. Тогда энергетическое условие на Г с учётом диффузионного потока массы и уравнение баланса массы примут вид

$$\left(k_1\frac{\partial\theta_1}{\partial n}-k_2\frac{\partial\theta_2}{\partial n}-\delta k_2\frac{\partial C}{\partial n}\right)_\Gamma=-LM,\quad M=-D\rho_2\left(\frac{\partial C}{\partial n}+\alpha\frac{\partial\theta_2}{\partial n}\right)_\Gamma,$$

где k_j – коэффициент теплопроводности, L – скрытая теплота парообразования, M – массовая скорость испарения. Положительные значения M отвечают испарению, отрицательные – конденсации. В качестве граничного условия для функции концентрации пара на Г используется соотношение, полученное как следствие уравнений Клапейрона–Клаузиуса и Менделеева–Клапейрона: $C|_\Gamma = C_*[1+\varepsilon(\theta_2|_\Gamma-\theta_0)]$, где C_* – концентрация насыщенного пара при $\theta_2 = \theta_0$, $\varepsilon = L\mu/(R^*\theta_0^2)$, μ – молярная масса испарившейся жидкости, R^* – универсальная газовая постоянная. Для корректного замыкания задачи в качестве дополнительного условия задаётся расход газа Q_2 в верхнем слое.

Форма точного решения. Система уравнений (1) допускает частично инвариантное решение следующего вида:

$$u_j=u_j(y),\ v_j=0,\ p_j=p_j(x,y),\ \theta_j=(a_1^j+a_2^jy)x+\vartheta_j(y),\ C=(b_1^j+b_2^jy)x+\phi(y). \qquad (2)$$

Групповая природа решений вида (2) доказана в [2]. Точный вид искомых функций определяется путём подстановки (2) в определяющую систему; параметры решения a_k^j, b_k^j (k = 1, 2), константы интегрирования и вид аддитивных слагаемых $\vartheta_j(y)$, $\phi(y)$ определяются с помощью граничных условий (подробнее см. [3]).

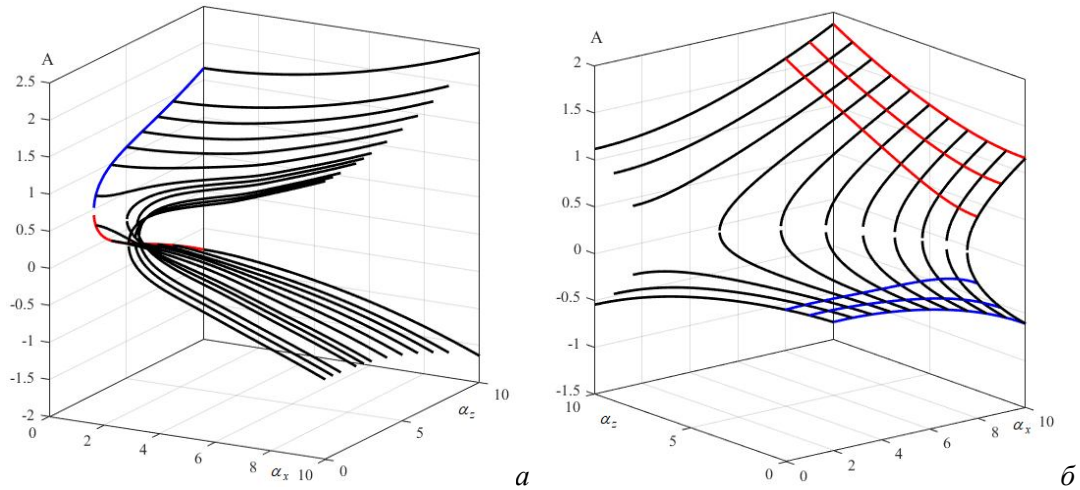
Решение (2) сформулированной задачи испарительной конвекции позволяет описать различные режимы конвективных течений, возникающие на рабочем участке жидкостного тракта в системах термостабилизации, используемых в различном оборудовании, включая космические аппараты. Классификация типов течений и условия, в которых они могут быть реализованы, обсуждаются в [1, 3].

Задача об устойчивости. Одним из главных требований, которое предъявляется к высокоэффективным системам жидкостного охлаждения, является устойчивость основного состояния рабочей жидкости. Поскольку решение вида (2) в зависимости от параметров задачи и внешних управляющих воздействий может описывать существенно различные режимы течений важно иметь информацию о возможных механизмах, типах и критических характеристиках неустойчивости. Это позволит определить способы подавления нежелательных возмущений и управления конвективными режимами.

Рассмотрим малые нестационарные трёхмерные нормальные возмущения скорости, давления, температуры и концентрации пара в газе. Функции возмущений пропорциональны $\exp[i(\alpha_x x+\alpha_z z-\lambda t)]$; здесь α_x, α_z – волновые числа вдоль осей x и z соответственно, λ – комплексный декремент. Линеаризация уравнений (1) и всех граничных условий вблизи стационарного решения (2) приводит к спектральной задаче относительно λ, соответствующие собственные функции суть амплитуды рассматриваемых нормальных возмущений. Для численного решения полученной спектральной задачи используется метод Абрамова–Годунова, адаптированный для двухслойной системы. Метод позволяет получить нейтральные кривые $A(\alpha_x, \alpha_z)$ в пространстве параметров задачи, определяющие границы устойчивости точного решения (2) относительно трёхмерных нормальных волн. При этом значения A характеризу-

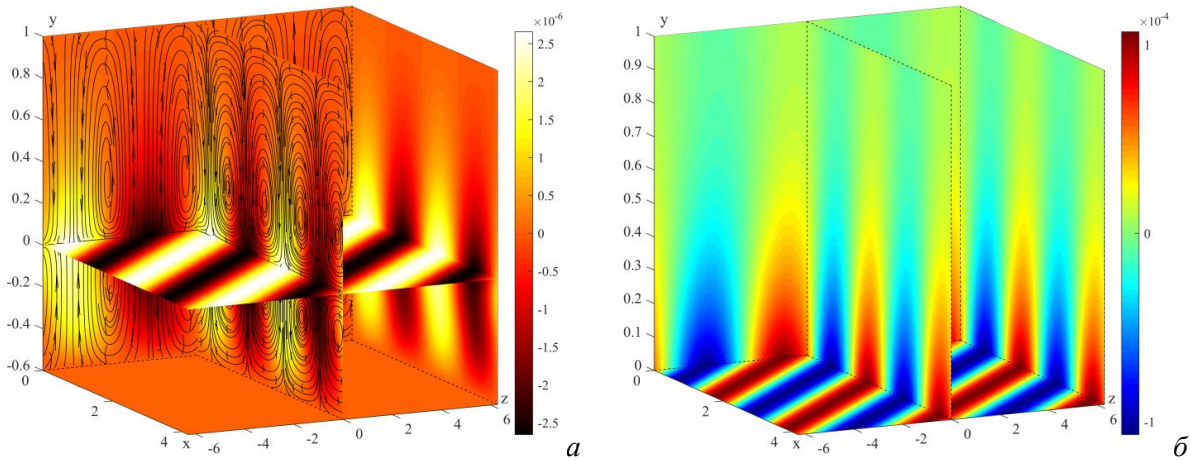
ют интенсивность внешней тепловой нагрузки, приложенной на стенках канала, которая приводит к потере устойчивости основного состояния, описываемого решением (2).

Исследовалась устойчивость системы сред HFE-7100–азот при разных толщинах жидкого слоя l в силовых полях различной интенсивности. Толщина газового слоя и расход газа во всех случаях выбиралась равными h = 5 мм и $Q_2 = 9.6 \cdot 10^{-6}$ кг/(м·с) соответственно. Рассматривались условия нормальной ($g = g_0 = 9.81$ м/с^2) и пониженной ($g = g_0 \cdot 10^{-1}$) гравитации. Для всех изучаемых конфигураций установлено, что для любых трёхмерных возмущений область неустойчивости расширяется (рис. 1), т. е. трёхмерные нормальные возмущения ($\alpha_z \neq 0$) более опасны, чем плоские ($\alpha_z = 0$). Кроме того, в рассматриваемой двухслойной системе с испарением всегда возникает коротковолновая колебательная неустойчивость, вызванная совместным действием термокапиллярных сил и эффектов испарения/конденсации. При потере устойчивости в системе формируются режимы валиковой конвекции, которые характеризуются сосуществованием продольных и поперечных гидродинамических структур, тепловых возмущений различной формы и концентрационных валов (в общем случае косых, распространяющихся в потоке под углом $\varphi = \mathrm{arctg}(\alpha_z/\alpha_x)$ к оси x), дрейфующих в направлении основного течения. Примеры трёхмерных распределений гидродинамических, тепловых и концентрационных возмущений для одной из рассматриваемых конфигураций показаны на рис. 2. В зависимости от типа и характеристик основного течения, форма и направление дрейфа тепловых и гидродинамических структур может существенно меняться за счёт взаимодействия с основным потоком.



а *б*

Рис. 1. Нейтральные кривые $A(\alpha_x, \alpha_z)$ для системы HFE-7100–азот с l = 3 мм: *а* – $g = g_0$; *б* – $g = g_0 \cdot 10^{-1}$



а *б*

Рис. 2. Поля возмущений скорости и температуры (*а*) в системе HFE-7100–азот и концентрации пара в газе (*б*) при l = 3 мм, $g = g_0$, $\alpha_x = 3$, $\alpha_z = 1$, A = 0.76 К/м

Литература

1. Бекежанова В. Б., Гончарова О. Н. Задачи испарительной конвекции (обзор) // Прикладная математика и механика. 2018. Т. 82, № 2. С. 219–260.
2. Пухначёв В. В. Теоретико-групповая природа решения Бириха и его обобщения // Тр. II Междунар. конф. «Симметрия и дифференциальные уравнения». 21–25 августа 2000 г. Институт вычислительного моделирования СО РАН. Красноярск, 2000. С. 180–183.
3. Bekezhanova V. B., Shefer I. A. Influence of gravity on the stability of evaporative convection regimes // Microgravity Sci. Tech. 2018. Vol. 30, No. 4. P. 543–560.

УДК 622.279.72:519.633

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССОВОГО РАСХОДА ПО ЗАМЕРАМ УСТЬЕВОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ГИДРАТООБРАЗОВАНИИ В СКВАЖИНЕ ОТРАДНИНСКОГО ГКМ

Н. Н. Борисова[1], И. И. Рожин[2]

[1]Северо-Восточный федеральный университет им. М. К. Аммосова, г. Якутск, Россия
[2]Институт проблем нефти и газа СО РАН, г. Якутск, Россия

Отраднинское газоконденсатное месторождение (ГКМ) отличается от некоторых месторождений Лено-Вилюйской нефтегазоносной провинции низкой пластовой температурой, которая близка к равновесной температуре гидратообразования. Также это месторождение имеет достаточно высокое пластовое давление. При этих условиях возникает опасность образования газовых гидратов непосредственно в стволе скважин, что может привести либо к снижению их пропускной способности, либо к их полной закупорке.

Для описания образования и отложения гидратов в скважине используется квазистационарная математическая модель [1–4], в которой движение реального газа в трубах описывается в рамках трубной гидравлики, а динамика образования гидрата – в рамках обобщенной задачи Стефана, в которой температура фазового перехода «газ + вода – гидрат» зависит от давления в потоке газа. Эта модель замыкается некоторыми феноменологическими соотношениями, соответствующими уровню описания физических явлений, так что в уравнениях присутствуют какие-то константы, определяемые на основе выбранной модели по дополнительной информации, которой могут служить, например, замеры давления и температуры газа. Кроме феноменологических констант в модель входят технологические параметры, которые также могут быть определены по этим замерам, например, массовый расход газа, который в стационарном режиме является константой. Этой обратной задаче определения коэффициентов дифференциальных уравнений по некоторой дополнительной информации о поведении решения посвящена работа [5], при этом созданные в работах [6, 7] алгоритмы определения параметров систем обыкновенных дифференциальных уравнений по дополнительным замерам обобщаются для модели гидратообразования, предложенной в [1–4]. Существенной особенностью этой модели является определение изменяющейся со временем площади проходного сечения трубы наряду с вычислением распределения температуры и давления газа из решения задачи Коши для уравнения, описывающего изменение безразмерной площади проходного сечения с течением времени. Отметим, что предложенная в [1–4] модель чувствительна к входным данным в силу своего характера (неизотермичность процесса, реальные свойства газа, изменяющееся со временем сечение трубы, теплообмен с окружающей средой).

В работе [5] существующий алгоритм определения массового расхода в системах добычи и транспорта газа по замерам давления на выходе обобщен на случай, когда внутреннее сечение трубы изменяется во времени и также подлежит определению в ходе решения общей задачи. Представлены результаты вычислительного эксперимента, который соответствует участку магистрального газопровода, заглубленного в мерзлых грунтах.

В данной работе предложено обобщение алгоритма решения обратной задачи определения массового расхода газа при изменяющемся по длине и во времени сечении скважины по замерам давления, которое позволит выявить признаки образования в ней гидратов, заключающиеся в различной динамике распределения давления и температуры по её длине. При этом вместо уравнения состояния Бертло используется уравнение Латонова–Гуревича [8].

Тогда в алгоритме численного решения сопряженной задачи теплообмена вертикальной скважины с окружающими горными породами [5] изменяются следующие выражения:

1. Нулевое приближение расхода M^0, которое находится из упрощенной модели изотермического течения идеального газа без образования гидрата:

$$M^0 = \left(\frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{g S_0^{2.5}}{\psi R^2 T_0^2} \left(\frac{p_0^2 e^{-\frac{2gL}{RT_0}} - p_\text{y}^2}{1 - e^{-\frac{2gL}{RT_0}}} \right) \right)^{1/2}, \tag{1}$$

где g – гравитационное ускорение, L – глубина скважины, p_0 и p_y – давления на устье и на забое скважины, R – газовая постоянная, S_0 – поперечное сечение скважины, T_0 – начальная пластовая температура, ψ – коэффициент гидравлического сопротивления.

2. Нулевое приближение давления на устье скважины из уравнения (1):

$$p_\text{y}^0(x) = \left(p_0^2 e^{-\frac{2gL}{RT_0}} - \frac{\sqrt{\pi}\psi R^2 T_0^2 \left(M^0\right)^2}{4 g S_0^{2.5}} \left(1 - e^{-\frac{2gL}{RT_0}} \right) \right)^{1/2}. \tag{2}$$

3. Частные производные функций

$$f_1 = -\rho_\text{g} g \sin\varphi - \frac{\sqrt{\pi}\psi M^2}{4\rho_\text{g} S^{2.5} S_0^{2.5}} \quad \text{и} \quad f_2 = \frac{\pi d \alpha}{c_p M}\left(T_\text{e} - T\right) - \frac{g}{c_p}\sin\varphi + \varepsilon f_1$$

линеаризованной относительно (s + 1)-го приближения системы уравнений трубной гидравлики:

$$\frac{dp^{s+1}}{dx} = f_1^s + \left(\frac{\partial f_1}{\partial p}\right)^s \left(p^{s+1} - p^s\right) + \left(\frac{\partial f_1}{\partial T}\right)^s \left(T^{s+1} - T^s\right) + \left(\frac{\partial f_1}{\partial M}\right)^s \left(M^{s+1} - M^s\right), \tag{3}$$

$$\frac{dT^{s+1}}{dx} = f_2^s + \left(\frac{\partial f_2}{\partial p}\right)^s \left(p^{s+1} - p^s\right) + \left(\frac{\partial f_2}{\partial T}\right)^s \left(T^{s+1} - T^s\right) + \left(\frac{\partial f_2}{\partial M}\right)^s \left(M^{s+1} - M^s\right), \tag{4}$$

где $\varepsilon = \dfrac{RT^2}{c_p p}\left(\dfrac{\partial Z}{\partial T}\right)_p$ – коэффициент дросселирования, $\rho_\text{g} = \dfrac{p}{ZRT}$ – плотность газа. Здесь приняты обозначения: c_p – удельная теплоемкость газа при постоянном давлении, d – диаметр проходного сечения, M – массовый расход газа, p – давление газа, S – безразмерная площадь проходного сечения, T – температура газа, T_e – температура горных пород, x – координата

вдоль оси скважины, α – суммарный коэффициент теплообмена газа с окружающей средой, φ – угол наклона скважины к горизонтальной плоскости, $Z = Z(p, T)$ – коэффициент несовершенства газа.

4. В соответствии с предыдущим пунктом частные производные, входящие в уравнения для определения прогоночных коэффициентов при нахождении давления и температуры:

$$p^{s+1}(x) = C_1 M^{s+1} + D_1, \quad T^{s+1}(x) = C_2 M^{s+1} + D_2 : \frac{dC_1}{dx}, \frac{dC_2}{dx}, \frac{dD_1}{dx}, \frac{dD_2}{dx}.$$

Расчеты выполнялись при значениях параметров, соответствующих Отрадненскому месторождению [4]. Давление на устье скважины варьировалось от 11 до 14 МПа.

Получено, что для Отрадненского месторождения образование гидратов в случае отсутствия ингибиторов возможно по всему стволу скважины, но наиболее интенсивно этот процесс идет в его верхней части, примерно соответствующей мощности многолетней мерзлоты (680 м). Полная закупорка устьевой части скважины может происходить приблизительно за 1–2.5 ч в зависимости от падения давления. При этом на забое будет перекрыто 25–40% проходного сечения (рис. 1 и 2).

Результаты расчета площади проходного сечения скважины для сопряженной и несопряженной (при постоянной во времени температуре горных пород) постановок совпадают. Объясняется это достаточно быстрым процессом образования гидратов, т. е. время теплового воздействия на горные породы невелико: при давлении на устье p_y = 11 МПа для реального газа составляет 1.08 ч, для идеального газа – 1.89 ч; при p_y = 14 МПа для реального газа – 2.28 ч, для идеального газа – 2.37 ч (рис. 1 и 2). Видно, что время закупорки в случае реального газа меньше, что объясняет существенную роль дросселирования при сравнительно небольших перепадах давлений. С уменьшением депрессии возрастает почти в 2 раза длительность процесса полной закупорки скважины гидратами. В случае реального газа нарастание гидратного слоя, особенно на забое скважины, происходит менее интенсивно, чем в случае идеального газа. В то же время динамика роста этого слоя больше зависит от давления в выходном сечении, чем от температуры горных пород.

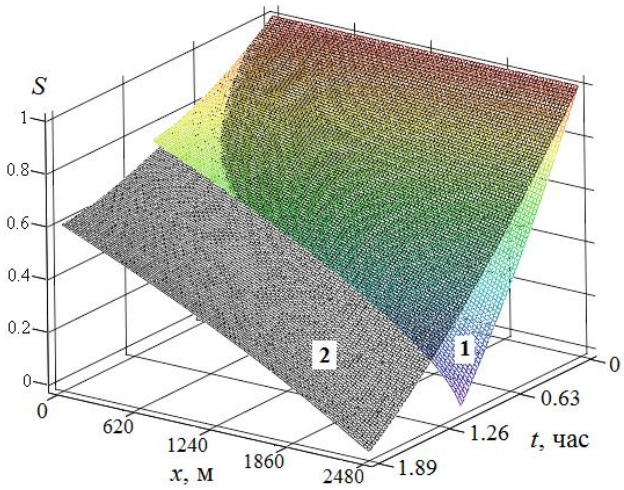


Рис. 1. Динамика изменения безразмерной площади проходного сечения скважины по глубине при p_y = 11 МПа: 1 – реальный газ, 2 – идеальный газ

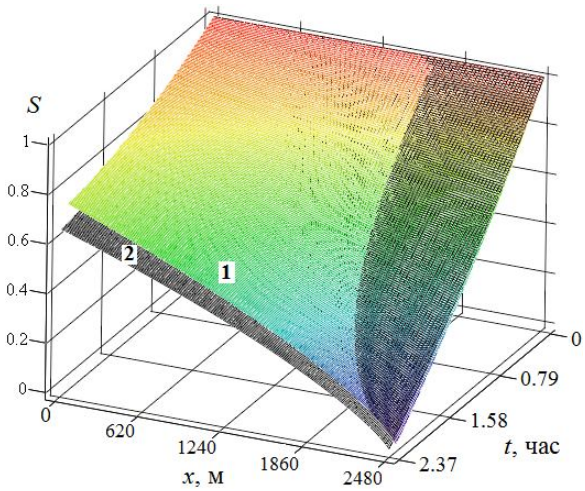


Рис. 2. Динамика изменения безразмерной площади проходного сечения скважины по глубине при p_y = 14 МПа: 1 – реальный газ, 2 – идеальный газ

Установлено, что наибольшее влияние на динамику образования гидратных пробок в скважинах оказывают режим отбора газа, его уравнение состояния, пластовые и геокриологические условия.

На рис. 3 иллюстрируется влияние перепада давления, уравнения состояния газа и образования гидратов на динамику массового расхода газа, то есть, на пропускную способность скважины. Здесь, отметим, что для всех вариантов расчета массовый расход не возрастает в начальный период, как в газопроводе [5]. Это объясняется незначительным тепловым взаимодействием газа в скважине с окружающими мерзлыми породами. Для газа в присутствии ингибитора гидратообразования массовый расход остается практически постоянным, а в случае образования гидратов – за сравнительно короткое время уменьшается до нуля. При этом темп убывания зависит от уравнения состояния газа (сравни пары линий 3, 7 и 4, 8). В то же время он неоднозначно зависит от перепада давления (сравни пары линий для реального газа 1, 2 и 3, 4, для идеального – 5, 6 и 7, 8), хотя этот эффект можно объяснить и тем, что увеличение перепада давления соответствует росту начального значения массового расхода. При низкой депрессии начальное значение расхода для реального газа меньше, чем для идеального газа, а при большой депрессии – больше. Но с увеличением этого начального расхода уменьшается длительность процесса полной закупорки приустьевой зоны скважины гидратами. Видно, что из-за дросселирования в случае реального газа это время меньше, чем в случае идеального газа.

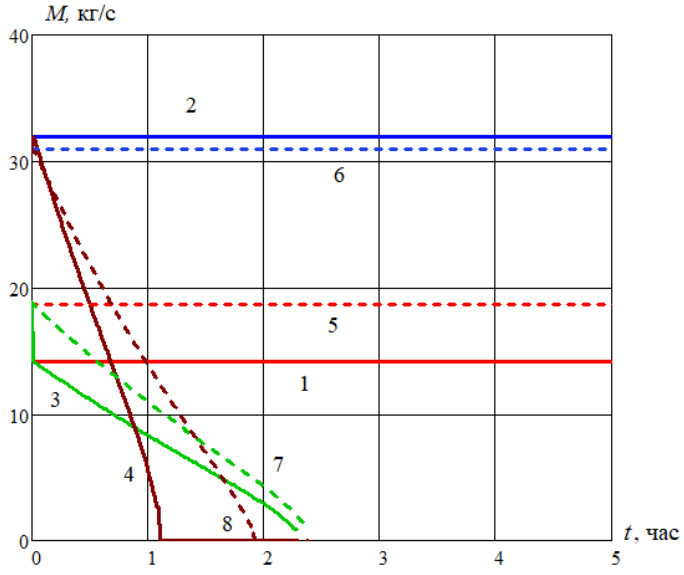


Рис. 3. Динамика массового расхода: 1–4 – реальный газ (сплошные линии); 5–8 – идеальный газ (штриховые линии); 1, 3, 5 и 7 – p_y = 14 МПа; 2, 4, 6 и 8 – p_y = 11 МПа; 1, 2, 5 и 6 – безгидратный режим; 3, 4, 7 и 8 – гидратный режим

Знание зависимости массового расхода по времени позволит контролировать изменение проходного сечения по всей скважине и в случае необходимости проводить мероприятия по предотвращению и удалению гидратов природного газа.

Литература

1. Бондарев Э. А., Васильев В. И., Воеводин А. Ф., Павлов Н. Н., Шадрина А. П. Термогидродинамика систем добычи и транспорта газа. Новосибирск: Наука, 1988. – 272 с.

2. Бондарев Э. А., Воеводин А. Ф. Решение задач трубной гидравлики в системах добычи и транспорта природного газа. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2017. – 209 с.

3. Бондарев Э. А., Рожин И. И., Аргунова К. К. Моделирование образования гидратов в газовых скважинах при их тепловом взаимодействии с горными породами // ИФЖ. 2014. Т. 87, № 4. С. 871–878.

4. Бондарев Э. А., Рожин И. И., Аргунова К. К. Особенности математического моделирования систем добычи и транспорта природного газа в арктической зоне России // Записки Горного Института. 2017. Т. 228. С. 705–716.

5. Бондарев Э. А., Рожин И. И., Аргунова К. К. Обобщение алгоритма определения расхода по замерам давления в системах добычи и транспорта газа // ПМТФ. 2017. Т. 58, № 5. С. 111–120.

6. Бондарев Э. А., Воеводин А. Ф., Каниболотский М. А., Метляева Э. А. Обратные задачи стационарного неизотермического течения газа в трубах // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1977. № 1. С. 143–145.

7. Бондарев Э. А., Воеводин А. Ф., Никифоровская В. С. Методы идентификации математических моделей гидравлики. Якутск: Изд. дом СВФУ, 2014. – 188 с.

8. Латонов В. В., Гуревич Г. Р. Расчет коэффициента сжимаемости природных газов // Газовая промышленность. 1969. № 2. С. 7–9.

УДК 536.42

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И РАСЧЕТНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ИСКУССТВЕННОГО ЗАМОРАЖИВАНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

Г. П. Бровка, А. Г. Бровка, К. А. Агутин, М. В. Мучко

Институт природопользования НАН Беларуси, г. Минск
brovka_gp@tut.by

При разработке проектов проходки шахтных стволов калийных рудников в сложных гидрогеологических условиях с применением искусственного замораживания необходимо с достаточно высокими показателями точности и достоверности прогнозировать формирование ледопородных ограждений (ЛПО). Указанные показатели, с одной стороны, определяются комплексом теплофизических характеристик, температурой начала замерзания и фазового состава воды замораживаемого массива горных пород, а с другой – точностью расчетных схем численного моделирования процессов замораживания. Поэтому информационное и программное обеспечения, используемые для расчета процессов формирования ЛПО, должны соответствовать друг другу по параметрам точности и достоверности.

В лаборатории физико-химической механики природных дисперсных систем (ФХМПДС) Института природопользования НАН Беларуси создан комплекс приборов для лабораторного исследования температуры начала замерзания, фазового состава воды при отрицательных температурах и теплофизических характеристик горных пород применительно к обоснованию специальных способов проходки шахтных стволов калийных рудников, где, как правило, применяется искусственное замораживание массива горных пород на участке проходки. Основу указанного комплекса составляют калориметрическая установка и установка для исследования коэффициентов теплопроводности, а также компьютерная система, включающая многоканальный предусилитель, аналого-цифровой и цифро-аналоговый преобразователи, выполненные в виде модуля, совместимого с компьютером через принтерный или USB порты.

Калориметрическая установка разработана по принципу создания с помощью компьютерных средств адиабатических условий или условий контролируемого теплообмена вокруг калориметрического стакана с исследуемым образцом. Отличительными особенностями данного калориметра от известных являются сравнительно большой калориметрический стакан, позволяющий исследовать достаточно представительные образцы горных пород, а также возможность проведения экспериментов по определению количества незамерзшей воды в

циклах промерзания и оттаивания. Кроме этого на установке отработана процедура автоматизированного определения с повышенной точностью температуры начала замерзания воды в образце.

Установка для исследования коэффициентов теплопроводности методом стационарного теплового режима имеет оригинальные элементы конструкции, отличающие ее от аналогичных известных установок. Особенности конструкции этой установки заключаются в использовании оригинальных датчиков теплового потока, вмонтированных в металлические корпуса теплообменников. Такая конструкция позволяет в достаточной степени усреднять температурное поле в плоскостях измерений и защищать датчики теплового потока и температуры от механических и физико-химических повреждений.

Следует отметить, что разработанные установки прошли испытания и усовершенствования путем выполнения НИР для обоснования проектов проходки шахтных стволов калийных рудников в сложных гидрогеологических условиях с применением искусственного замораживания. При этом выполнены НИР для 9 калийных рудников: 5 – в Беларуси, 2 – в России, 1 – в Туркменистане и 1 – в Таиланде, в результате которых созданы соответствующие базовые комплексы данных по теплофизическим характеристикам и фазовому составу воды в промерзающих горных породах.

Параллельно с развитием экспериментальных методов в лаборатории ФХМПДС развивались методы численного моделирования процессов теплопереноса с фазовыми переходами воды в лед в горных породах. В результате выполнения этих работ создана прикладная программа CRYOS3D для расчета процессов замораживания грунтов на участке заложения шахтных стволов в сложных гидрогеологических условиях, которая была рекомендована научно-техническим советом ГНТП при концерне «Белнефтехим» к использованию при расчете проходки шахтных стволов методом замораживания. Основные параметры и возможности этой программы доложены на XV Минском международном форуме по тепло- и массообмену [1].

Продолжая совершенствовать информационное и програмное обеспечения расчетов формирования ЛПО в последнее время в лаборатории ФХМПДС проведены экспериментальные исследования оценки влияния концентрации в поровом растворе горных пород минеральных солей на фазовое равновесие вода–лед и теплофизические характеристики этих пород при промерзании. В результате исследований установлено, что сдвиг фазового равновесия на кривой зависимости количества незамерзшей воды от температуры в первом приближении равен величине понижения температуры замерзания раствора при концентрации соли в поровом растворе горной породы, учитывающем количество незамерзшей воды. Это позволило скорректировать температуру начала замерзания воды в засоленных горных породах, кривую зависимости количества незамерзшей воды от температуры в них и эффективную объемную теплоемкость по формулам

$$W_н = a_1 \left(-t\right)^n + a_2 , \tag{1}$$

$$t_{нз} = \left(\frac{W - a_2}{a_1} \right)^{1/n} , \tag{2}$$

$$\Delta t_{нзс} = -\frac{RT^2}{L} \nu \frac{M_в}{M_с} \frac{C_м}{W} , \tag{3}$$

$$\Delta t_с = -\frac{RT^2}{L} \nu \frac{M_в}{M_с} \frac{C_м}{W_н} , \tag{4}$$

$$W_{нс} = a_1\left(-t - \Delta t_c\right)^n + a_2, \tag{5}$$

$$t_{нзс} = t_{нз} + \Delta t_c, \tag{6}$$

где W – общее влагосодержание горной породы, кг/кг; $W_н$ – количество незамерзшей воды, кг/кг; $W_{нс}$ – количество незамерзшей воды с учетом наличия водорастворимых соединений, кг/кг; $C_м$ – весовая концентрации соли в горной породе в расчете на твердую фазу породы, кг/кг; a_1, a_2, n – параметры аппроксимации; t – температура, °С; $t_{нз}$ – температура начала замерзания воды в незасоленной горной породе, °С; $\Delta t_{нзс}$ – понижение температуры начала замерзания за счет концентрации соли, °С; Δt_c – сдвиг температуры замерзания за счет концентрации соли в незамерзшей воде, °С; $t_{нзс}$ – температура начала замерзания воды в породе с учетом наличия в поровом растворе соли, °С; R – универсальная газовая постоянная (8,314 Дж/моль·К); L – молярная теплота фазового перехода вода–лед ($6{,}00\cdot10^3$ Дж/моль); T – абсолютная температура, К; $M_в$ – молярная масса воды (18 г/моль); M_c – молярная масса водорастворимого соединения, г/моль, v – коэффициент диссоциации.

Следует отметить, что формулы (3) и (4) справедливы для идеальных растворов. При существенном отклонения свойств раствора от идеальности необходимо учитывать соответствующие коэффициенты активности или справочные данные о понижении температуры замерзания водных растворов.

Применяя последовательно формулы (1)–(9) можно определить все необходимые параметры для расчета процесса замораживания горных пород с учетом фазовых переходов вода–лед в спектре отрицательной температуры от температуры начала замерзания до –30 °С и ниже, если это необходимо. При этом с помощью опорных значений температуры, например, –5 и –30 °С, можно задачу свести к классической постановке типа Стефана с определением теплоты фазового перехода на фронте промерзания и постоянной эффективной теплоемкости в зоне ниже температуры начала замерзания воды в горной породе. Опорные значения температуры выбираются из расчета наибольшего соответствия температурных полей в промерзающей породе, рассчитанных по предлагаемой методике и тестовых расчетах с помощью решения соответствующей задачи одномерного промерзания с учетом фазовых переходов в спектре отрицательной температуры [2]:

$$Q_{фс} = \left(W - W_{нс}\left(-5\right)\right)L_y\rho_{ск}, \tag{7}$$

$$C_{эфмс} = \frac{\left[W_{нс}\left(-5\right) - \left(W_{нс}\left(-30\right)\right)L_y + c_л\left(W - W_{нс}\left(-30\right)\right)\left(t_{нзс} + 30\right)\right]}{\left(t_{нзс} + 30\right)}\rho_{ск} + \\ + \frac{\left(W_{нс}\left(-30\right)c_в + C_{ск}\right)\left(t_{нзс} + 30\right)}{\left(t_{нзс} + 30\right)}\rho_{ск}, \tag{8}$$

$$C_{тс} = \left(C_в W + C_{ск}\right)\rho_{ск}, \tag{9}$$

где $Q_{фс}$ – объемная теплота фазового перехода; $C_{эфмс}$ – объемная эффективная теплоемкость мерзлой горной породы; $C_{тс}$ – объемная теплоемкость талой горной породы; L_y – удельная теплота фазового перехода (333 600 Дж/кг); W – общее влагосодержание, кг/кг, $c_в$, $c_л$, $c_{ск}$ – удельные теплоемкости воды (4 200 Дж/кг), льда (2 090 Дж/кг) и скелета горной породы; $\rho_{ск}$ – плотность скелета горной породы; $W_{нс}(-5)$ и $W_{нс}(-30)$ – соответственно количество незамерзшей воды при опорных значениях температуры.

С учетом того, что при наличии солей в горных породах интенсивные фазовые переходы воды в лед происходят в широком спектре температуры, разработаны расчетные схемы и алгоритмы расчета, основанные на энтропийной постановке задач промерзания. При этом для расчета необходимых параметров используются формулы (3)–(5).

Особенность алгоритма расчета заключается в обратном нахождении температуры по значению энтальпии в области температуры ниже точки замерзания. Проблема заключается в том, что функция, переводящая энтальпию в температуру, является сложной и аналитическое представление ее весьма затруднительно.

Для нахождения значения температуры по соответствующему значению энтальпии в процессе вычислений разработан метод последовательных приближений, который предусматривает следующее. Находят аналитическую производную функции энтальпии по температуре, затем по обратному значению этой производной – приращение функции температуры по приращению энтальпии. В итоге получают приблизительное значение температуры по энтальпии. Далее проводят уточнение температуры. Находят контрольное значение энтальпии, которое соответствует найденной температуре и разность между точным значением энтальпии и контрольным. Используя значение производной функции энтальпии по приблизительной точке температуры, вычисляют поправку. Тем самым определяют более точное значение температуры по энтальпии.

Такой подход при явной расчетной схеме позволяет обеспечить консервативность расчета, т. е. выполнение закона сохранения тепловой энергии и необходимую точность соответствия температуры и энтальпии для одномерных и многомерных задач расчета промерзания грунтов.

Алгоритм расчета, основанный на явной расчетной схеме для прямоугольной трехмерной сетки, можно представить в следующем виде.

1. Задают начальную температуру в узловых точках.

2. Рассчитывают начальные значения энтальпии элементарных объемов ΔV:

$$H_{ijk} = \begin{cases} (t_{ijk} - t_{нзс})(c_в W + c_{ск})\rho_{ск}\Delta V \Leftarrow t_{ijk} \geq t_{нзс}; \\ ((Wnc(t_{ijk} - W)(L + c_л(t_{ijk} - t_{нзс})) + (Wnc(t_{ijk})c_в + c_{ск})(t_{ijk} - t_{нзс}))\rho_{ск}\Delta V;\ t_{ijk} < t_{нзс}; \end{cases}$$

определяют коэффициенты теплопроводности: $\lambda_{ijk} = \begin{cases} \lambda_T, \text{ если } H_{ijk} \geq 0, \\ \lambda_M, \text{ если } H_{ijk} < 0. \end{cases}$

3. Рассчитывают изменения энтальпии в точках

$$\Delta H_{ijk} = \left(\frac{\Delta y \Delta z}{\Delta x}(\lambda_{ijk,-1,0,0}(t_{i-1,j,k} - t_{i,j,k}) + \lambda_{ijk,1,0,0}(t_{i+1,j,k} - t_{i,j,k})) + \right.$$
$$+ \frac{\Delta x \Delta z}{\Delta y}(\lambda_{ijk,0,-1,0}(t_{i,j-1,k} - t_{i,j,k}) + \lambda_{ijk,0,1,0}(t_{i,j+1,k} - t_{i,j,k})) +$$
$$\left. + \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta z}(\lambda_{ijk,0,0,-1}(t_{i,j,k-1} - t_{i,j,k}) + \lambda_{ijk,0,0,1}(t_{i,j,k+1} - t_{i,j,k})) \right) \Delta\tau,$$

где $\lambda_{ijk,tlm} = \dfrac{2\lambda_{ijk}\lambda_{i+t,j+l,k+m}}{\lambda_{ijk} + \lambda_{i+t,j+l,k+m}}$.

4. Если $H + \Delta H \geq 0$, то $H = H + \Delta H$. Переходят на новый временной слой ($\tau = \tau + \Delta\tau$) и возвращаются к п. 3.

5. Если $H + \Delta H < 0$, то $\Delta H' = \begin{cases} \Delta H, & \text{если } H < 0 \\ \Delta H + H, & \text{если } \geq 0 \end{cases}$, $t_1 = \begin{cases} t_{изс}, & \text{если } H \geq 0 \\ t, & \text{если } H < 0 \end{cases}$,

6. $\Delta t_1 = \Delta H' \left(\dfrac{\partial H}{\partial t}(t_1) \right)^{-1}$, $H_k = H(t + \Delta t_1)$,

$\Delta t_2 = (H + \Delta H - H_k) \left(\dfrac{\partial H}{\partial t}(t + \Delta t_1) \right)^{-1}$,

$H = H + \Delta H$; $t = t + \Delta t_1 + \Delta t_2$.

7. Переходят на новый временной слой ($\tau = \tau + \Delta\tau$) и возвращаются к п. 3. Выполняют до достижения необходимого времени τ.

Литература

1. Бровка Г. П., Пяткевич К. В., Шилович Н. Н. Агутин К. А. Прикладная программа для расчета процессов искусственного замораживания грунтов трубчатыми теплообменниками // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 2016. Т. 1. С. 291–295.

2. Бровка Г. П., Иванов С. Н. Расчет температурных полей в грунте с фазовыми переходами вода–лед в спектре температуры // ИФЖ. 2004. Т. 77, № 6. С. 112–119.

УДК 66.011

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЫДЕЛЕНИЯ ГЕЛИЯ ИЗ СМЕСИ ГАЗОВ С ПОМОЩЬЮ КОМПОЗИТНОГО СОРБЕНТА НА ОСНОВЕ МИКРОСФЕР

А. С. Верещагин, В. Н. Зиновьев, И. В. Казанин, А. Ю. Пак, В. А. Лебига, В. М. Фомин

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск, Россия

В наши дни единственным практическим источником гелия является природный газ, выделение гелия из которого проводится преимущественно по криогенной технологии, которая является дорогой, материало- и энергоемкой и эффективна только при переработке больших объёмов сырья. Альтернативные технологии – мембранная и адсорбционная практически не применяются в промышленных установках, поскольку не могут обеспечить необходимую производительность.

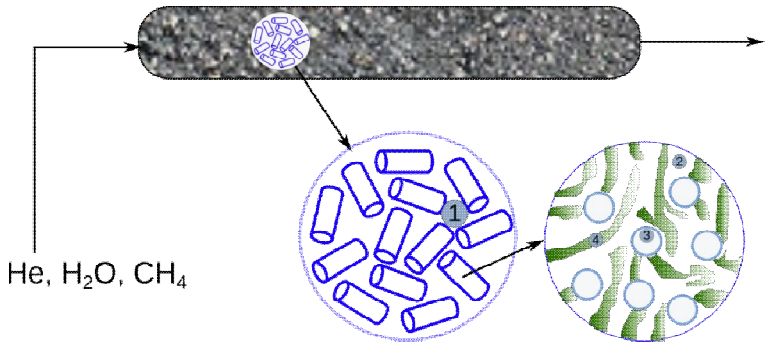
Исключительно высокая селективность мембран из кварцевого стекла по гелию известна достаточно давно. Коэффициент проницаемости кварцевого стекла для гелия превышает таковой для метана на семь порядков. Однако использованию кварца или других силикатных материалов в качестве привычных плоских или капиллярно-трубчатых мембран проблематично из-за низкой скорости диффузии гелия, сложности в организации большой поверхности массообмена и эксплуатации мембран при большой разнице давления по разные их стороны.

Авторами статьи был предложен пионерский подход в создании материалов, селективно поглощающих гелий, который совмещает одновременно мембранную и сорбционную

технологии. В качестве мембранных элементов предлагается использовать полые стеклянные микросферы. Вследствии селективной проницаемости некоторых стекол гелий диффундирует в полость микросферы из-за разности парциальных давлений гелия внутри и снаружи микросферы. Размеры частиц позволяют создать большую поверхность массообмена, а сферическая форма обеспечивает высокую гидростатическую прочность. Наличие же большого числа частиц микронного размера обеспечивает большую площадь массообмена.

Для этой цели специально совместно с Институтом проблем переработки углеводородов СО РАН (г. Омск) создаётся композитный сорбент. В качестве проницаемого для гелия компонента композитного сорбента используются синтетические стеклянные микросферы, а связующим материалом служит гидроксид алюминия – псевдобемит. Синтез композитных сорбентов осуществляется методом формовки гидроксида алюминия с микросферами с использованием экструдера. Формованные образцы сначала проявляются на воздухе, затем сушатся и далее прокаливаются при более высокой температуре. При такой обработке гидроксид алюминия переходит в гамма-оксид алюминия (γ-Al_2O_3), иначе называемый активным оксидом алюминия, с развитой пористостью и большой удельной поверхностью, который находит широкое применение в качестве сорбента для осушки различных газовых и жидких сред [1]. Содержание микросфер в композитном сорбенте составляет 15 мас.%, так как при такой массовой доле проницаемого компонента достигается оптимальное соотношение текстурных и прочностных характеристик сорбента. Гранулирование микросфер в цилиндрические гранулы из псевдобемита позволяет решить сразу несколько задач: во-первых, добиться оптимального размера гранул для засыпки в промышленный адсорбер, во-вторых, реализовать одновременно с удержанием гелия удаление паров воды из газовой смеси [2].

Динамика смеси газов через такой сорбент связана с прохождением газа между гранулами, а также диффузии внутрь гранул, адсорбции паров воды на влагопоглотителе и диффузии гелия внутрь микросфер (рисунок). Такого рода течения можно описывать моделями с двойной пористостью, как например [3, 4], в которой имеется фильтрация газа сквозь гранулы в свободном объёме адсорбера 1 и свободном объеме гранулы 2. Однако пористая структура композитного сорбента состоит в основном из мезопор с характерными размерами каналов до 200 нм [2], что обуславливает использование механизма Кнудсеновской диффузии для описании течения газа внутри гранулы.



Структурные уровни при описании динамики смеси газов через адсорбер с композитным сорбентом: 1 – объем адсорбера, на занятый цилиндрическими гранулами; 2 – свободное пространство внутри гранулы; 3 – внутренний объем полостей микросфер в грануле; 4 – объем, занимаемый пористой матрицей в грануле

Окончательный вид математической модели. Рассматривается течение смеси гелия, метана и паров воды через пористую среду, созданную композитным сорбентом в некоторой области пространства Ω (адсорбер). Математическая модель записывается с использованием осредненных переменных.

Динамика смеси газов в адсорбере Ω имеет вид

$$\frac{\partial \rho_{1i}}{\partial t} + div_{\boldsymbol{x}} \rho_{1i} \boldsymbol{v}_1 = K_{1i}, \qquad K_{1i} = D_i \frac{m_1}{l_2} \frac{m_2}{V_p} \int_{S_g} \nabla_{\boldsymbol{\xi}} \rho_{2i} ds \quad (i = 1, 2, 3).$$

В каждой точке адсорбера $\boldsymbol{x}$ из Ω решается задача динамики гелия, паров воды и метана внутри гранулы композитного сорбента в области G в границей S_g в терминах переменных $\boldsymbol{\xi}$.

Для гелия уравнения имеют вид

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = D_1 \Delta_{\boldsymbol{\xi}} \rho_{21} + \frac{3 l_3 C_m \beta}{Rd} \left(\frac{\rho_{31}}{l_{31}} - \frac{\rho_{21}}{l_2} \right),$$

$$\frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} = -\frac{3 l_3 C_m \beta}{Rd} \left(\frac{\rho_{31}}{l_{31}} - \frac{\rho_{21}}{l_2} \right),$$

при этом $\rho_{21}|_{Sg} = \rho_{11} l_2 / m_1$.

Для паров воды уравнения имеют вид

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = D_2 \Delta_{\boldsymbol{\xi}} \rho_{22} + \alpha_{24} \beta_w (\rho_{42} - a(\rho_{22}/l_2, T)),$$

$$\frac{\partial \rho_{42}}{\partial t} = -\beta_w (\rho_{42} - a(\rho_{22}/l_2, T)),$$

при этом $\rho_{22}|_{Sg} = \rho_{12} l_2 / m_1$.

Для метана уравнение имеет вид

$$\frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} = D_3 \Delta_{\boldsymbol{\xi}} \rho_{23},$$

при этом $\rho_{23}|_{Sg} = \rho_{13} l_2 / m_1$.

Здесь ρ_{1i}, ρ_{2i} – осреднённые плотности гелия, паров воды, метана в адсорбере и цилиндрической грануле композитного сорбента (i = 1, 2, 3); $\boldsymbol{v}_1$ – скорость движения жидкости в адсорбере; ρ_{31} – осредненная по объему гранулы плотность поглощенного микросферами гелия; ρ_{42} – осредненная по поверхности гранулы плотность адсорбировавшихся паров воды; m_1 – объемная концентрация свободного объема в адсорбере; l_2, l_3, l_{31}, l_{32}, l_4 – объемные концентрации свободного объема, фазы микросфер, оболочек микросфер, внутреннего объема микросфер, матрицы гранулы внутри частицы сорбента соответственно; C_m, R, d, β – коэффициент проницаемости, радиус, радиус полости, структурный коэффициент микросферы; α_{24} – удельная поверхность сорбции воды; β_w – скорость сорбции паров воды; T – температура.

В рамках подхода механики многофазных сред в работе получена *математическая модель* динамики смеси газов гелия, метана и паров воды через пористую среду, состоящую из цилиндрических гранул композитного адсорбента, способного удерживать и впоследствии выделять гелий и пары воды. Рассматривается изотермическая модель, не учитывающая термические эффекты адсорбции и влияние температуры на процесс диффузии, проницаемость микросфер и характер течения внутри адсорбера, которые можно легко добавить. Соотношение для скорости фильтрации может быть записано исходя из условий решаемой задачи. В самом простом случае при очень медленных течениях в коротких адсорберах её можно положить константой. В более сложных ситуациях можно использовать соотношения для фильтрации Дарси, Форхгеймера или их нестационарные аналоги с учётом конвективного переноса.

Литература

1. Кельцев Н. В. Основы адсорбционной техники. М., Химия, 1984.
2. Зиновьев В. Н., Казанин И. В., Лебига В. А., Пак А. Ю., Верещагин А. С., Фомин В. М. О совместном выделении паров воды и гелия из природного газа // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 5. С. 771–777.
3. Лобковский Л. И., Рамазанов М. М. К теории фильтрации в среде с двойной пористостью // Докл. РАН. 2019. Т. 484, № 3. С. 348–351.
4. Баренблатт Г. И., Лобковский Л. И., Нигматулин Р. И. Математическая модель истечения газа из газонасыщенного льда и газогидратов // Докл. РАН. 2016. Т. 470, № 4. С. 458–461.

УДК 536.468

ОТЛИЧИЯ УСЛОВИЙ И ХАРАКТЕРИСТИК ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ГОРЕНИЯ ТОПЛИВНЫХ СМЕСЕЙ НА ОСНОВЕ ОТХОДОВ

К. Ю. Вершинина, В. В. Дорохов, Д. С. Романов, П. А. Стрижак

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия
vershininaks@gmail.com

Внушительные объемы формирования и накопления индустриальных отходов вызывают серьезные опасения [1, 2], однако во многих странах практика их переработки реализуется слабо, несмотря на то, что большинство индустриальных отходов можно перерабатывать или использовать повторно. Большая группа промышленных отходов является потенциальным топливом, но в этом качестве часто остается невостребованной. К этой группе относятся отходы переработки угля (отходы флотационного и гравитационного обогащения, различные шламы), древесные компоненты (опилки, стружка, картон), а также отходы нефтяного происхождения (например, отработанные масла, водонефтяные эмульсии, нефтешламы). Их конверсия с целью повторного целевого использования возможна, но достаточно затратна [3, 4]. Использование горючих отходов в качестве источника энергии является одним из способов наиболее масштабной утилизации. Однако для топлив на основе отходов существуют проблемы интеграции в существующие циклы производства энергии, а также нерешенные вопросы целесообразности проектирования новых систем для их сжигания. Причины этих проблем заключаются в недостатке как фундаментальных данных, так и общих оценок эффективности новых топлив.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального изучения параметров зажигания и горения многокомпонентных топлив, сжигаемых в форме влажной суспензии, гранулятов, слоя и сухих брикетов. На основе совокупности полученных данных, а также учитывая стоимость рассматриваемых топлив, рассчитаны безразмерные обобщенные показатели их использования. Результаты сравниваются с данными, полученными для угля и мазута, сжигаемых в аналогичных условиях. Для приготовления топливных смесей использовались следующие компоненты: угольный шлам, картон, резина, опилки, отработанное турбинное масло, вода. Твердые компоненты (кроме шлама) предварительно измельчались (размер частиц около 100–120 мкм). Угольный шлам не требовал измельчения, так как этот отход является мелкодисперсным в своей изначальной форме.

Образцы топлив (сухие смеси в виде слоя и в виде брикета, суспензии, гранулы) разных составов помещались в нагретую муфельную печь. Температура в печи варьировалась от 300 до 900 °С в разных сериях эксперимента. Регистрировались времена задержки газофазного и гетерогенного воспламенения, длительность горения, минимальные температуры зажигания, максимальные температуры в зоне горения, а также концентрации оксидов серы и азота в продуктах сгорания топлив. Подробное описание методики эксперимента, стенда и измерительного оборудования приведено в [5].

На основании проведенных экспериментов можно выделить ряд отличий, характеризующих процесс воспламенения и горения топлив на основе отходов. Водосодержащая суспензия, сжигаемая в виде капель, характеризуется высокой скоростью горения, что обусловлено наличием в ее составе низкокипящего компонента (отработанного масла) и большой доли воды. В результате нагрева давление паров жидкостей внутри капли быстро нарастает и реализуется микровзрывное дробление капли (рис. 1, *а*), что облегчает выгорание органической массы. Для сухих топлив, сжигаемых в слоях, или спрессованной частицы такие эффекты не наблюдались (образцы выгорали равномерно (рис. 1, *б*)). Однако эти топлива, в отличие от суспензии, имеют достаточно высокую удельную теплоту сгорания, минимальное время задержки газофазного и гетерогенного зажигания. Важно также отметить, что при сжигании водосодержащей суспензии концентрации SO_x и NO_x в продуктах сгорания были значительно меньше, чем при сжигании маловлажных смесей, что обусловлено возможностью реализации ряда химических превращений с участием водяных паров [6, 7], которые способствуют снижению температуры в зоне горения и препятствуют окислению азота и серы.

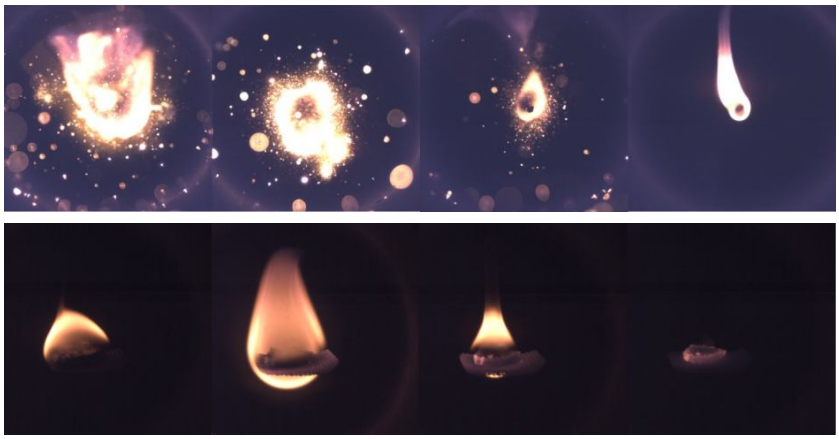


Рис. 1. Видеокадры горения капли суспензии (*а*) и частицы брикетированного топлива (*б*) (при температуре нагрева около 700 °С)

На основании сведений о среднерыночной стоимости компонентов топлива, их удельной теплоте сгорания, а также измеренных в экспериментах выбросах SO_x и NO_x был рассчитан показатель использования топливных смесей на основе отходов относительно угля и мазута (рис. 2). Расчет проводился на основе подходов, описанных в работах [5, 8]. За счет низкой стоимости и меньших концентрациях оксидов азота и серы в продуктах сгорания, даже при меньшей теплоте сгорания, большинство рассматриваемых топливных смесей существенно превышают уголь и мазут по совокупности рассмотренных параметров.

В результате проведённого исследования были определены отличия основных характеристик зажигания и горения композиционных топлив, сжигаемых в разных состояниях (капли суспензии, гранулы, слой, спрессованное топливо – брикет): времена задержки газофазного зажигания максимально отличались на 60–85%; времена задержки гетерогенного зажигания – на 50–80%; времена полного горения – на 75–80%; минимальные температуры зажигания – на 40–160 °С; теплоты сгорания – на 10–50%; концентрации NO_x и SO_x – на 5–75%. Вне

зависимости от формы сжигания смесевые топлива на основе отходов могут позволить частично заменить некоторые традиционные котельные топлива, поскольку обладают приемлемыми теплотой сгорания, параметрами зажигания и горения.

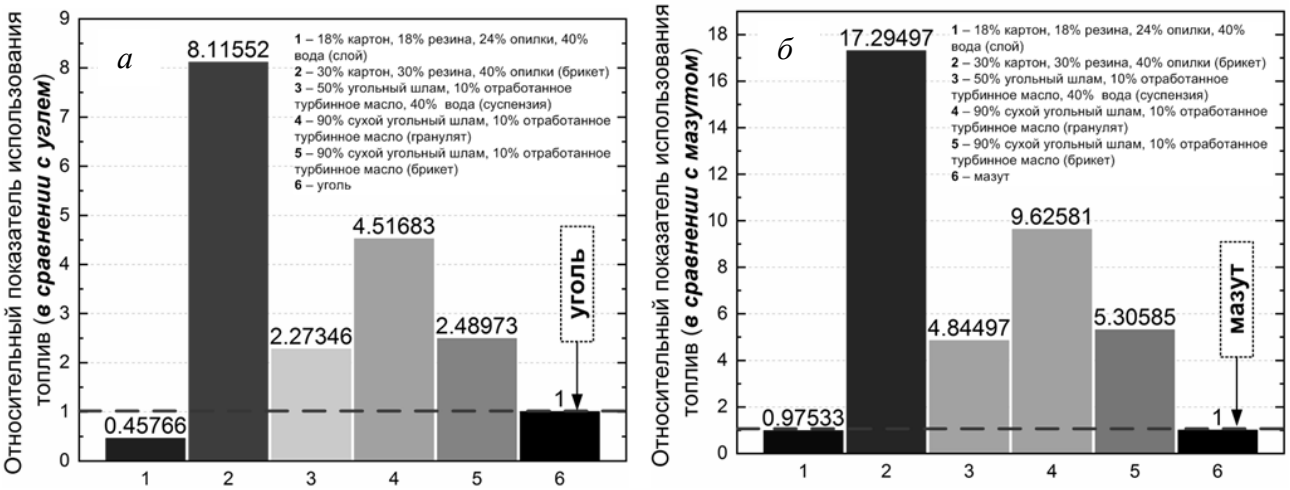


Рис. 2. Показатели использования топлив из отходов относительно каменного угля (*а*) и мазута (*б*)

В зависимости от приоритетов (экология, удобство транспортировки и хранения) можно использовать разные формы сжигания топливной смеси (например, в виде капель суспензии, слоя или брикетов). Рассматриваемый подход позволит масштабно утилизировать невостребованные горючие компоненты, а также сохранить ресурс ценных топлив, таких как уголь и нефть.

Исследование поддержано грантом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-15-2020-806 (договор № 13.1902.21.0014).

Литература

1. Hoornweg D., Bhada-Tata P. What a waste. A global Review of Solid Waste Management. Washington, D.C.: Urban Development & Local Government Unit, 2012. – 116 p.

2. Global Waste Management Outlook. Nairobi: United Nations Environment Programme. 2015. – 346 p.

3. Elektorowicz M., Habibi S. Sustainable waste management: Recovery of fuels from petroleum sludge // Canadian J. of Civil Engineering. 2005. Vol. 32, No. 1. P. 164–169.

4. Demirbas M. F. Progress of fossil fuel science // Energy Sources, Part B: Economics, Planning, and Policy. 2007. Vol. 2, No. 3. P. 243–257.

5. Vershinina K. Y., Shlegel N. E., Strizhak P. A. Relative combustion efficiency of composite fuels based on of wood processing and oil production wastes // Energy. 2019. Vol. 169. P. 18–28.

6. Zhou H., Li Y., Li N., Qiu R., Cen K. Conversions of fuel-N to NO and N_2O during devolatilization and char combustion stages of a single coal particle under oxy-fuel fluidized bed conditions // J. of the Energy Institute. 2019. Vol. 92, No. 2. P. 351–363.

7. Tu Y., Liu H., Su K., Chen S., Liu Z., Zheng C. Numerical study of H_2O addition effects on pulverized coal oxy-MILD combustion // Fuel Processing Technology. 2015. Vol. 138. P. 252–262.

8. Kumar A., Sah B., Singh A.R., Deng Y., He X., Kumar P., Bansal R. C. A review of multi criteria decision making (MCDM) towards sustainable renewable energy development // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2017. Vol. 69. P. 596–609.

УДК 536.423:544.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ИСПАРЕНИЯ И КОНДЕНСАЦИИ В РАМКАХ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ

В. А. Власов

Институт криосферы Земли ТюмНЦ СО РАН, г. Тюмень, Россия

Согласно классической термодинамике, движущей силой процессов испарения и конденсации является разность химических потенциалов

$$\Delta\mu = \mu_{liq} - \mu_{vap}, \tag{1}$$

где μ_{liq} и μ_{vap} – химический потенциал жидкости и пара соответственно. Если $\Delta\mu > 0$, то будет происходить процесс испарения, а если $\Delta\mu < 0$, то будет происходить процесс конденсации. При $\Delta\mu = 0$ система жидкость–пар будет находиться в равновесии.

Будем считать, что на поверхности жидкости идет следующая химическая реакция:

$$\mathrm{M}^* \leftrightarrow \mathrm{M}. \tag{2}$$

Здесь через M^* обозначена молекула жидкости, а через M обозначена молекула пара. Согласно химической термодинамике, движущей силой любой химической реакции является такая величина, как химическое сродство A. В случае химической реакции (2) данная величина определяется как

$$A = \mu_{liq} - \mu_{vap}. \tag{3}$$

Если $A > 0$, то в уравнении (2) будет преобладать прямая реакция, т. е. будет происходить испарение жидкости. Если $A < 0$, то в уравнении (2) будет преобладать обратная реакция, т. е. будет происходить конденсация пара. При $A = 0$ обе реакции в уравнении (2) компенсируют друг друга, и жидкость с паром будут сосуществовать вместе сколь угодно долго.

Выражение для движущей силы (1), полученное в рамках классической термодинамики, и выражение для движущей силы (3), полученное в рамках химической термодинамики, совпадают между собой. Это означает, что с точки зрения термодинамики процессы испарения и конденсации можно отождествить с обратимой химической реакцией (2), которая идет на поверхности жидкости. Далее применим теорию химической кинетики для моделирования кинетики этих процессов.

Формальная кинетика. Рассмотрим систему жидкость–пар. При этом будем считать, что жидкость и пар находятся при одинаковой и неизменной температуре, а пар является идеальным газом. Также будем считать, что на поверхности жидкости идет обратимая химическая реакция (2). Тогда в рамках теории химической кинетики феноменологическое выражение для скорости прямой реакции (скорости испарения) запишется как

$$R_{ev} = k_{ev}\rho_{mol} = k_{ev}\frac{\rho}{M}, \tag{4}$$

а феноменологическое выражение для скорости обратной реакции (скорости конденсации) запишется как

$$R_{con} = k_{con}c = k_{con}\frac{p}{RT}. \tag{5}$$

Здесь k_{ev} и k_{con} – константа скорости испарения и конденсации соответственно; ρ_{mol} и ρ – молярная и массовая плотность жидкости соответственно; M – молярная масса испаряющегося вещества; c – молярная концентрация пара вблизи поверхности жидкости; p – парциальное давление пара вблизи поверхности жидкости; R – газовая постоянная; T – температура. Константы скорости k_{ev} и k_{con} подчиняются уравнению Аррениуса:

$$k_{ev} = k_{ev0} e^{-\frac{E_{ev}}{RT}}, \tag{6}$$

$$k_{con} = k_{con0} e^{-\frac{E_{con}}{RT}}, \tag{7}$$

где k_{ev0} и k_{con0} – предэкспоненциальные множители; E_{ev} и E_{con} – энергия активации процесса испарения и конденсации соответственно. Каждое вещество характеризуется своим набором параметров k_{ev0}, k_{con0}, E_{ev} и E_{con}.

Феноменологическое выражение для результирующей скорости реакции (2) запишется как

$$r = -\frac{dn_{liq}}{Sdt} = \frac{dn_{vap}}{Sdt} = R_{ev} - R_{con} = k_{ev}\frac{\rho}{M} - k_{con}\frac{p}{RT}, \tag{8}$$

где n_{liq} и n_{vap} – количество молей жидкости и пара соответственно; S – площадь поверхности жидкости; t – время. В состоянии равновесия между жидкостью и паром, когда $r = 0$, скорость испарения и скорость конденсации равны между собой:

$$R_{ev} = R_{con} \quad \text{при равновесии.} \tag{9}$$

Принимая во внимание выражения (4) и (5), условие равновесия (9) примет вид

$$k_{ev}\frac{\rho}{M} = k_{con}\frac{p_{eq}}{RT}, \tag{10}$$

где p_{eq} – давление равновесия жидкость–пар. С учетом соотношения (10) выражение (8) можно представить в виде

$$r = k_{ev}\frac{\rho}{M}\left(1 - \frac{p}{p_{eq}}\right) = k_{ev0} e^{-\frac{E_{ev}}{RT}}\frac{\rho}{M}\left(1 - \frac{p}{p_{eq}}\right) \tag{11}$$

или в виде

$$r = \frac{k_{con}}{RT}\left(p_{eq} - p\right) = \frac{k_{con0}}{RT} e^{-\frac{E_{con}}{RT}}\left(p_{eq} - p\right). \tag{12}$$

В отличие от выражения (8), в выражениях (11) и (12) присутствует только одна константа скорости.

Теория активных столкновений. Молекулы проникают через поверхность жидкости в результате преодоления некоторого энергетического барьера. В рамках теории химической кинетики можно считать, что в случае перехода молекулы из жидкой фазы в газовую величина энергетического барьера примерно равна энергии активации E_{ev}, а в случае перехода молекулы из газовой фазы в жидкую величина энергетического барьера примерно равна энергии активации E_{con}.

На молекулярном уровне процесс конденсации пара на поверхности жидкости происходит в результате столкновений одиночных молекул пара с поверхностью жидкости. Будем считать, что скорость молекул пара подчиняется распределению Максвелла. Тогда в рамках

молекулярной теории можно показать, что для количества столкновений молекул пара с поверхностью жидкости единичной площади в единицу времени справедливо выражение

$$\nu = \frac{1}{4}\bar{\upsilon}c = \frac{\bar{\upsilon}p}{4RT}, \tag{13}$$

а для количества молекул пара, которые конденсируются на поверхности жидкости единичной площади в единицу времени, справедливо выражение

$$\nu_{\text{con}} = \frac{1}{4}\bar{\upsilon}ce^{-\frac{E_{\text{con}}}{RT}} = \frac{\bar{\upsilon}p}{4RT}e^{-\frac{E_{\text{con}}}{RT}}, \tag{14}$$

где $\bar{\upsilon} = \sqrt{8RT/\pi M}$ – средняя скорость молекул пара. Выражения (13) и (14) позволяют определить коэффициент конденсации α:

$$\alpha = \frac{\nu_{\text{con}}}{\nu} = e^{-\frac{E_{\text{con}}}{RT}}. \tag{15}$$

Описать процесс испарения жидкости с ее поверхности на молекулярном уровне значительно труднее, чем процесс конденсации пара на жидкой поверхности, так как в этом случае следует учитывать коллективные эффекты. Это приводит к тому, что одночастичное приближение при описании процесса испарения жидкости с ее поверхности на молекулярном уровне будет не применимо. Однако количество молекул жидкости ν_{ev}, которые испаряются с ее поверхности единичной площади в единицу времени, можно найти, не рассматривая молекулярные процессы, происходящие в жидкости вблизи ее поверхности. Действительно, если температура жидкости и пара одинакова, то в состоянии кинетического равновесия между этими двумя фазами на поверхности жидкости будет выполняться следующее условие:

$$\nu_{\text{ev}} = \nu_{\text{con}} \quad \text{при равновесии.} \tag{16}$$

С учетом выражения (14) из условия равновесия (16) следует, что

$$\nu_{\text{ev}} = \frac{\bar{\upsilon}p_{\text{eq}}}{4RT}e^{-\frac{E_{\text{con}}}{RT}}. \tag{17}$$

Для результирующей скорости реакции (2) справедливо следующее выражение:

$$r = -\frac{dn_{\text{liq}}}{Sdt} = \frac{dn_{\text{vap}}}{Sdt} = \nu_{\text{ev}} - \nu_{\text{con}}. \tag{18}$$

С учетом выражений (14) и (17) выражение (18) запишется как

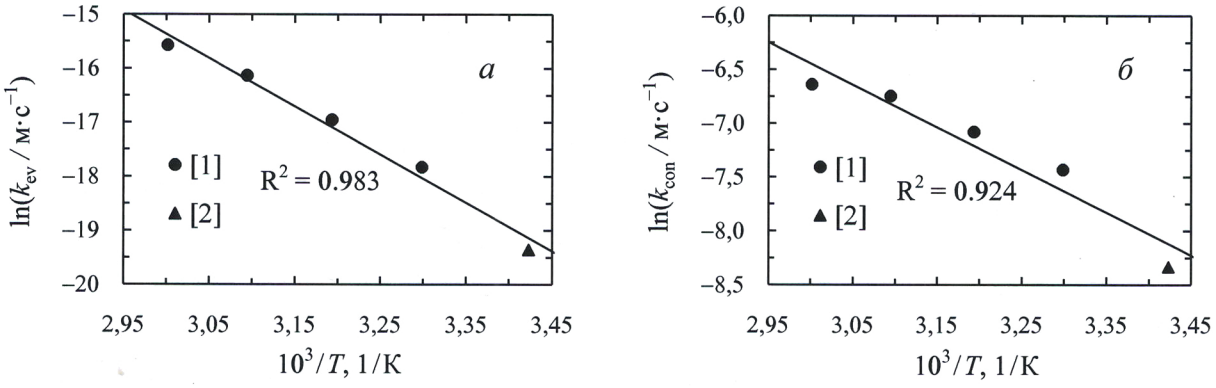
$$r = \frac{\bar{\upsilon}}{4RT}e^{-\frac{E_{\text{con}}}{RT}}\left(p_{\text{eq}} - p\right) = e^{-\frac{E_{\text{con}}}{RT}}\frac{\left(p_{\text{eq}} - p\right)}{\sqrt{2\pi MRT}}. \tag{19}$$

Выражение (19) совпадает по виду с выражением (12), полученным выше в рамках феноменологического подхода к описанию кинетики реакции (2). Таким образом, теория активных столкновений служит теоретическим обоснованием на молекулярном уровне использования такого феноменологического подхода и дополняет его. Так, из сравнения выражения (19) с выражением (12) можно явно определить предэкспоненциальный множитель k_{con0} в уравнении Аррениуса:

$$k_{con0} = \frac{1}{4}\bar{\upsilon} = \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}}\,. \qquad (20)$$

Принимая во внимание выражение (15), выражение (19) совпадает с формулой Герца–Кнудсена. Таким образом, теория активных столкновений приводит к уравнению для скорости испарения и конденсации, которое совпадет с формулой Герца–Кнудсена. Однако, в отличие от формулы Герца–Кнудсена, в этом уравнении коэффициент конденсации α определяется явно с помощью выражения (15).

Сравнение с экспериментальными данными. На рисунке представлены экспериментальные данные в координатах $\ln k_{ev} - 1/T$ и $\ln k_{con} - 1/T$ для воды. Такие экспериментальные данные были получены при использовании выражений (11) и (12) на основе экспериментальных данных из работ [1, 2], в которых определялась скорость испарения воды в воздух с ее плоской поверхности. При расчете величин k_{ev} и k_{con} по формулам (11) и (12) принималось, что p = 1.4 кПа при температуре 23 °C. Такое парциальное давление водяного пара в воздухе соответствует относительной влажности в 50% при этой температуре. При других температурах давление p рассчитывалось исходя из этого опорного значения.



Зависимости $\ln k_{ev}$ от $1/T$ (*а*) и $\ln k_{con}$ от $1/T$ (*б*) для воды: точки – данные, полученные на основе экспериментальных данных из работ [1, 2]; сплошная линия – линейная аппроксимация точек

Из выражений (6) и (7) следует, что в координатах $\ln k_{ev} - 1/T$ и $\ln k_{con} - 1/T$ экспериментальные данные должны описываться линейной зависимостью. Рисунок подтверждает справедливость данного предсказания. Из линейной аппроксимации по методу наименьших квадратов набора экспериментальных точек, приведенных на рисунке, было установлено, что в диапазоне температур 290–335 К для воды $\ln(k_{ev0}/\text{м}\cdot\text{с}^{-1}) = 11.4 \pm 2.2$, $E_{ev} = 74.1 \pm 5.6$ кДж/моль, $\ln(k_{con0}/\text{м}\cdot\text{с}^{-1}) = 5.4 \pm 2.1$ и $E_{con} = 32.9 \pm 5.4$ кДж/моль. Расчет с помощью выражения (20) показывает, что для воды в этом диапазоне температур $\ln(k_{con0}/\text{м}\cdot\text{с}^{-1}) = 5.0$. В рамках теории химической кинетики справедливо следующее выражение для энтальпии реакции (2) – энтальпии парообразования:

$$H_{ev} = E_{ev} - E_{con}\,. \qquad (21)$$

С учетом установленных значений величин E_{ev} и E_{con} из выражения (21) следует, что в диапазоне температур 290–335 К для воды $H_{ev} = 41.2 \pm 7.8$ кДж/моль. Полученное значение величины H_{ev} для воды совпадает в рамках погрешности с литературным значением этой величины (H_{ev} = 43.3 кДж/моль при температуре 312.5 К [3]).

Работа выполнена по госзаданию № 121041600040-3 при финансовой поддержке РФФИ и Тюменской области (проект № 20-43-720002).

Литература

1. Бородачева Ю. В., Лотхов В. А., Дильман В. В., Кулов Н. Н. Кинетика стационарного испарения однокомпонентных жидкостей в инертный газ // ТОХТ. 2011. Т. 45, № 6. С. 615–620.

2. Новиков С. Н., Ермолаева А. И., Тимошенков С. П., Минаев В. С. Влияние надмолекулярной структуры воды на кинетику процесса испарения // ЖФХ. 2010. Т. 84, № 4. С. 614–617.

3. CRC Handbook of Chemistry and Physics / Ed. D. R. Lide. 90th ed. Boca Raton: CRC Press, 2009.

УДК 536.42:544.344.2:544.427

СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛЕНКИ ГАЗОВОГО ГИДРАТА ПО ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ВОДА–ГАЗ

В. А. Власов, А. Н. Нестеров, А. М. Решетников

Институт криосферы Земли ТюмНЦ СО РАН, г. Тюмень, Россия

Газовые гидраты являются потенциальным энергетическим ресурсом и объектом практического использования. Кроме того, газовые гидраты могут образовываться в процессе эксплуатации трубопроводов, и поэтому для их надежного функционирования следует учитывать этот фактор. В связи с этим с практической точки зрения приобретает наибольшую значимость изучение кинетики процессов образования и диссоциации газовых гидратов. В частности, представляет практический интерес изучение кинетики начальной стадии образования газового гидрата из воды и газа – стадии формирования на поверхности воды пленки газового гидрата.

Процесс распространения пленки газового гидрата по поверхности раздела вода–газ активно исследуется. В ходе таких исследований было экспериментально установлено [1], что пленка газового гидрата распространяется по поверхности раздела вода–газ со стороны водной фазы. Кроме того, в ходе экспериментальных исследований было установлено, что пленка газового гидрата распространяется по поверхности раздела вода–газ с постоянной скоростью. При этом скорость распространения пленки газового гидрата по поверхности раздела вода–газ υ и толщина пленки газового гидрата δ зависят от термобарических условий. В теоретической работе [2] было показано, что в ходе процесса распространения пленки газового гидрата по поверхности раздела вода–газ температура на движущемся фронте пленки газового гидрата мало отличается от температуры окружающей среды. Это означает, что кинетика данного процесса контролируется только массопереносом молекул растворенного в воде газа к движущемуся фронту пленки газового гидрата. В данной работе представлена теоретическая модель процесса распространения пленки газового гидрата по поверхности раздела вода–газ и проводится ее сопоставление с экспериментальными данными.

Теория. Рассмотрим процесс распространения пленки газового гидрата по поверхности раздела вода–газ, который идет при постоянной температуре T и постоянном давлении газа p ($p > p_{eq}$, где p_{eq} – давление равновесия жидкая вода–гидрат–газ). Данный процесс происходит в результате следующей химической реакции, идущей на движущемся фронте пленки газового гидрата:

$$\mathrm{G}+n_{\mathrm{h}}\mathrm{H_2O}\leftrightarrow\mathrm{G}\cdot n_{\mathrm{h}}\mathrm{H_2O}, \tag{1}$$

где скорость прямой реакции образования газового гидрата больше скорости обратной реакции диссоциации газового гидрата. Здесь через G обозначена молекула газа, а n_{h} – гидратное число. В рассматриваемом случае тепловым эффектом реакции (1) можно пренебречь.

В рамках формальной химической кинетики можно показать [3], что скорость изменения количества газового гидрата на движущемся фронте пленки газового гидрата в ходе реакции (1) задается как

$$r_{\mathrm{h}}=\frac{d\nu_{\mathrm{h}}}{Sdt}=k\left(c^{*}-c_{\mathrm{eq}}\right), \tag{2}$$

где ν_{h} – количество газового гидрата; S – площадь движущейся фронтальной поверхности пленки газового гидрата; t – время; k – константа скорости реакции образования газового гидрата на поверхности раздела водный раствор газа–гидрат; c^{*} – молярная концентрация растворенного в воде газа вблизи движущегося фронта пленки газового гидрата; c_{eq} – молярная концентрация растворенного в воде газа при равновесии жидкая вода–гидрат–газ. Константа скорости реакции k в выражении (2) зависит только от типа гидратообразующего газа и от температуры, причем температурная зависимость данной константы скорости реакции подчиняется уравнению Аррениуса.

В ходе процесса распространения пленки газового гидрата по поверхности раздела вода–газ выполняется следующее балансовое соотношение для количества газового гидрата:

$$r_{\mathrm{h}}=\frac{\rho_{\mathrm{h}}}{M_{\mathrm{h}}}\upsilon, \tag{3}$$

где ρ_{h} – массовая плотность газового гидрата; M_{h} – молярная масса газового гидрата. Из выражений (2) и (3) следует, что

$$\upsilon=\frac{M_{\mathrm{h}}k\left(c^{*}-c_{\mathrm{eq}}\right)}{\rho_{\mathrm{h}}}. \tag{4}$$

Величину c^{*} можно найти, приняв во внимание следующее соотношение [4]:

$$j=\beta\left(c_{\mathrm{s}}-c^{*}\right), \tag{5}$$

где j – величина плотности массового потока газа в воде на движущемся фронте пленки газового гидрата; β – коэффициент массоотдачи; c_{s} – молярная концентрация растворенного в воде газа при равновесии жидкая вода–газ. В рамках формальной химической кинетики можно показать [3], что скорость изменения количества газа на движущемся фронте пленки газового гидрата в ходе реакции (1) задается как

$$r_{\mathrm{g}}=\frac{d\nu_{\mathrm{g}}}{Sdt}=-r_{\mathrm{h}}, \tag{6}$$

где ν_{g} – количество газа. Будем считать, что все молекулы газа, которые достигают движущегося фронта пленки газового гидрата в результате их диффузии в воде, переходят в структуру газового гидрата, т. е. будем считать, что

$$j=\left|r_{\mathrm{g}}\right|. \tag{7}$$

Принимая во внимания выражения (2), (5) и (6), из выражения (7) следует, что

$$c^* = \frac{kc_{\text{eq}} + \beta c_{\text{s}}}{k + \beta}. \tag{8}$$

Подставляя (8) в (4), получим следующее выражение:

$$\upsilon = \frac{k\beta}{k + \beta} \frac{M_{\text{h}} \Delta c}{\rho_{\text{h}}}, \tag{9}$$

где $\Delta c = c_{\text{s}} - c_{\text{eq}}$. Здесь Δc – движущая сила процесса образования газового гидрата на поверхности раздела вода–газ. Далее рассмотрим два предельных случая, когда одна из величин k или β намного больше другой.

При $\beta >> k$ процесс распространения пленки газового гидрата по поверхности раздела вода–газ будет протекать в кинетическом режиме, поскольку в этом случае скорость данного процесса будет лимитироваться только скоростью реакции (1) на поверхности раздела водный раствор газа–гидрат. При условии $\beta >> k$ выражение (9) запишется как

$$\upsilon = \frac{M_{\text{h}} k \Delta c}{\rho_{\text{h}}}. \tag{10}$$

Из выражения (10) следует, что в кинетическом режиме скорость υ линейно зависит от движущей силы Δc. Кроме того, из выражения (10) следует, что в кинетическом режиме зависимость скорости υ от температуры должна подчиняться уравнению аррениусовского типа, поскольку температурная зависимость величины k подчиняется уравнению Аррениуса.

При $k >> \beta$ процесс распространения пленки газового гидрата по поверхности раздела вода–газ будет протекать в диффузионном режиме, поскольку в этом случае скорость данного процесса будет лимитироваться только скоростью диффузии растворенного в воде газа к движущемуся фронту пленки газового гидрата. При условии $k >> \beta$ выражение (9) запишется как

$$\upsilon = \frac{M_{\text{h}} \beta \Delta c}{\rho_{\text{h}}}. \tag{11}$$

Величину β можно представить следующим образом [4]:

$$\beta = \frac{\text{Sh} D}{\delta}, \tag{12}$$

где Sh – число Шервуда; D – коэффициент диффузии газа в воде.

Проведенный анализ показывает, что в случае процесса распространения пленки газового гидрата по поверхности раздела вода–газ

$$\text{Sh} = \text{Sc}^n = \left(\frac{\nu}{D} \right)^n, \tag{13}$$

где Sc – число Шмидта; ν – кинематическая вязкость воды; n – коэффициент, который варьируется в зависимости только от геометрии поверхности раздела вода–газ.

В работе [1] приведены экспериментальные данные по толщине пленки гидрата метана при различных термобарических условиях. Анализ этих экспериментальных данных показывает, что толщина пленки гидрата метана не зависит от температуры, но при этом она прямо пропорционально зависит от величины $1/\Delta c$:

$$\delta = \frac{B}{\Delta c}, \tag{14}$$

где B = 285 мкм·моль·м$^{-3}$. Разумно предположить, что линейная зависимость толщины δ от величины $1/\Delta c$ будет наблюдаться для всех видов газовых гидратов, а не только для гидрата метана. Таким образом, будем считать, что выражение (14) носит универсальный характер, а коэффициент B в нем зависит только от вида газового гидрата.

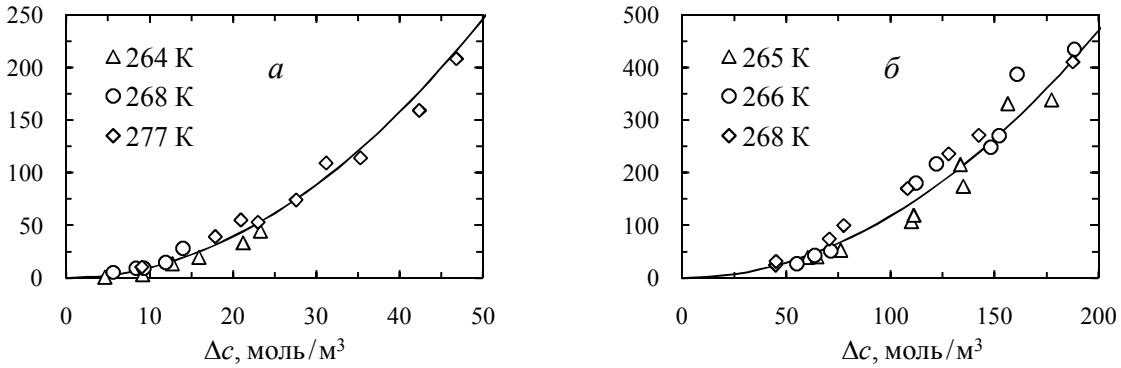
Учитывая выражения (12)–(14), запишем выражение (11) в окончательном виде

$$\upsilon = \frac{M_{\text{h}} \nu^n D^{1-n} \Delta c^2}{\rho_{\text{h}} B}. \tag{15}$$

Из выражения (15) следует, что скорость υ в диффузионном режиме меняется с изменением движущей силы Δc по квадратичному закону. Кроме того, из выражения (15) следует, что скорость υ в диффузионном режиме явно зависит от геометрии поверхности раздела вода–газ посредством наличия в этом выражении коэффициента n. Также скорость υ в диффузионном режиме будет лишь слабо зависеть от температуры, поскольку величины, которые входят в выражение (15), слабо зависят от температуры.

Эксперимент. На экспериментальной установке, схема и описание которой приведены в работе [5], были определены скорости распространения пленки гидрата метана по поверхности раздела вода–метан при различных термобарических условиях. Также на этой экспериментальной установке были определены скорости распространения пленки гидрата углекислого газа по поверхности раздела вода–углекислый газ при различных термобарических условиях. Эти скорости были определены методом визуального наблюдения за каплями дистиллированной воды, находящимися на подложке. Характерный размер капель составлял 0.25–2.5 мм.

Полученные экспериментальные данные в координатах υ – Δc представлены на рисунке. Видно, что скорость υ слабо зависит от температуры и нелинейно зависит от движущей силы Δc. Таким образом, полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что процессы распространения пленки гидрата метана по поверхности раздела вода–метан и пленки гидрата углекислого газа по поверхности раздела вода–углекислый газ протекают в диффузионном режиме.



Зависимость скорости распространения пленки гидрата метана (*а*) и пленки гидрата углекислого газа (*б*) по поверхности капель жидкой воды от величины движущей силы Δc при различных температурах: символы – экспериментальные данные; сплошная линия – расчетные данные

Помимо экспериментальных данных, на рисунке представлены расчетные данные, которые были получены по формуле (15) при T = 270.5 К, B = 285 мкм·моль·м$^{-3}$, n = 0.72 для гидрата метана и при T = 266.5 К, B = 2.8 мм·моль·м$^{-3}$, n = 0.72 для гидрата углекислого газа.

Таким образом, из сопоставления расчетных и экспериментальных данных удалось установить значение коэффициента *n*, а также значение коэффициента *B* для гидрата углекислого газа. Из рисунка видно, что теоретическую модель, представленную в данной работе, можно успешно использовать для описания кинетики процесса распространения пленки газового гидрата по поверхности раздела вода–газ.

Работа выполнена по госзаданию № 121041600040-3 при финансовой поддержке РФФИ и Тюменской области (проект № 20-43-720002).

Литература

1. Li S.-L., Sun C.-Y., Liu B., Feng X.-J., Li F.-G., Chen L.-T. and Chen G.-J. Initial thickness measurements and insights into crystal growth of methane hydrate film // AIChE J. 2013. Vol. 59, No. 6. P. 2145–2154.

2. Mochizuki T. and Mori Y. H. Simultaneous mass and heat transfer to/from the edge of a clathrate-hydrate film causing its growth along a water/guest-fluid phase boundary // Chem. Eng. Sci. 2017. Vol. 171. P. 61–75.

3. Vlasov V. A. Formation and dissociation of gas hydrate in terms of chemical kinetics // React. Kinet. Mech. Catal. 2013. Vol. 110, No. 1. P. 5–13.

4. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. 3-е изд. М.: Наука, 1987.

5. Melnikov V. P., Nesterov A. N., Reshetnikov A. M. and Zavodovsky A. G. Evidence of liquid water formation during methane hydrates dissociation below the ice point // Chem. Eng. Sci. 2009. Vol. 64, No. 6. P. 1160–1166.

УДК 627.324.2/3:532.72:519.63

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОСВЯЗАННЫХ ПРОЦЕССОВ ВЛАГО-, ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА В НЕНАСЫЩЕННОМ СЛОЕ ГРУНТА

А. П. Власюк[1], И. В. Илькив[2], В. А. Огийчук[1],

[1]Национальный университет "Острожская академия", г. Острог, Украина
[2]Ровенский государственный гуманитарный университет, г. Ровно, Украина

В работах [1–6] процессы влагопереноса и тепломассопереноса в основном изучались обособленно, без взаимного влияния и взаимосвязи. В настоящей работе проведено исследование взаимного влияния процессов влагопереноса, массопереноса и теплопереноса с учетом явлений осмоса и термоосмоса на указанные процессы в одномерном случае.

Постановка задачи. Пусть имеем протяженный грунтовый массив, на поверхность которого могут попадать атмосферные осадки или поливы интенсивности *e*. С течением времени на глубине *l* устанавливается уровень грунтовых вод (УГВ), который будем считать неподвижным и образуется засоленный слой грунта большой протяженности в состоянии неполного влагонасыщения (зона аэрации), причем известны распределения напоров влаги H_0 и концентрации $\widetilde{C}_0$ в начальный момент времени $t = 0$ и их значения на поверхности грунта H_1, $\widetilde{C}_1$, а на УГВ – H_2, $\widetilde{C}_2$ или $\partial c/\partial x = 0$. Изменяется во времени и температурный

режим грунтового массива. Температуры $\tilde{T}_1(t)$ и $\tilde{T}_2(t)$ задаются на поверхности грунта и на УГВ соответственно, а в самом массиве – $\tilde{T}_0(t)$. Под воздействием влагопереноса, наличия градиентов концентрации солей и тепла в зоне аэрации происходят взаимосвязанные процессы переноса влаги, солей и тепла. Требуется исследовать взаимосвязанное влияние процессов тепло- и массопереноса солей на влагоперенос в слое ґрунта большой протяженности, и наоборот, а именно: расчитать поле напоров влаги в зоне аэрации (неполного насыщения), поля концентрации и температуры в этой зоне во времени.

Математическая модель взаимосвязанных процессов переноса солей и тепла под влиянием вертикального влагопереноса, градиентов концентрации и температуры с учетом осмоса и термоосмоса в ненасыщенном ґрунтовом массиве в одномерном случае на основании работ [7, 8], а также с учетом [2–6], можно описать следующей краевой задачей:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(D\left(c,\Theta,T\right)\frac{\partial c}{\partial x}\right)-v\ (c,\Theta,T)\frac{\partial c}{\partial x}-\gamma\left(c-C^{*}\right)+\frac{\partial}{\partial x}(D_T\frac{\partial T}{\partial x})=\frac{\partial(\Theta c)}{\partial t},\ x\in(0;l),\ \ t>0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(K(c,h,T)\frac{\partial h}{\partial x})-\frac{\partial}{\partial x}\left(\upsilon\frac{\partial c}{\partial x}\right)-\frac{\partial}{\partial x}\left(\upsilon^{T}\frac{\partial T}{\partial x}\right)+f=\mu(h)\frac{\partial h}{\partial t},\qquad x\in(0;l),\ t>0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_T\left(c,\Theta,T\right)\frac{\partial T}{\partial x}\right)-\rho C_{\rho}\upsilon\frac{\partial T}{\partial x}=C_T\frac{\partial T}{\partial t},\quad t>0,\ x\in(0;l), \quad (3)$$

$$v=-k(c,h,T)\frac{\partial h}{\partial x}+\upsilon\frac{\partial c}{\partial x}+\upsilon_T\frac{\partial T}{\partial x},\ x\in(0;l),\ t>0, \quad (4)$$

$$c(x,0)=\widetilde{C}_0(x),\ \ l_1c(0,t)=\widetilde{C}_1(t),\ \ l_2c(l,t)=\widetilde{C}_2(t),\ \ x\in(0;l),\ t>0, \quad (5)$$

$$h(x,0)=H_0(x),\ \ h(0,t)=H_1(t),\ \ h(l,t)=H_2(t),\ x\in(0;l),\ t>0, \quad (6)$$

$$T(x,0)=T_0(x),T(0,t)=T_1(t),\ \ T(l,t)=T_2(t),\ x\in(0;l),\ t>0. \quad (7)$$

Численное решение краевой задачи (1)–(7) получено методом конечных разностей. Разностную схему задачи (1)–(7) построим таким образом: для задачи (2), (6) построим чисто неявную разностную схему, а для (1), (4), (5) и (3), (4), (7) – усовершенствованную монотонную разностную схему [1]. Неявная разностная схема для (2), (4), (6) имеет следующий вид:

$$\mu_i^k\frac{H_i^{k+1}-H_i^k}{\tau}=\frac{1}{h_1}\left[a_{i+1}^k\frac{H_{i+1}^{k+1}-H_i^{k+1}}{h_1}-a_i^k\frac{H_i^{k+1}-H_{i-1}^{k+1}}{h_1}\right]-\upsilon\frac{C_{i+1}^{k+1}-2C_i^{k+1}+C_{i-1}^{k+1}}{h_1^2}-$$
$$-\upsilon^{T}\frac{T_{i+1}^{k+1}-2T_i^{k+1}+T_{i-1}^{k+1}}{h_1^2}+f, \quad (8)$$

$$H_0^{k+1}=\varphi_1^1H_1^{k+1}+\mu_1^1,\ \ H_n^{k+1}=\varphi_2^1H_{n-1}^{k+1}+\mu_2^1, \quad (9)$$

где

$$a_i^k=0.5(K(H_i^k,C_i^k)+K(H_{i-1}^k,C_{i-1}^k)),\quad a_{i+1}^k=0.5(K(H_{i+1}^k,C_{i+1}^k)+K(H_i^k,C_i^k)),$$

$$\mu_i^k=a\rho g\left(1-\frac{2h_1}{H_{i+1}^k-H_{i-1}^k}\right),\ i=\overline{1,n_1-1},\ k=\overline{0,n_2-1},$$

$$\chi_1^1=\begin{cases}0, h(0,t)=H_1(t),\\ 1, \dfrac{\partial h(0,t)}{\partial x}=0,\end{cases}\qquad \chi_2^1=\begin{cases}0, h(l,t)=H_2(t),\\ 1, \dfrac{\partial h(l,t)}{\partial x}=0,\end{cases}$$

$$\mu_1^1=\begin{cases}\tilde{H}_1^{k+1}, h(0,t)=H_1(t),\\ 0, \dfrac{\partial h(0,t)}{\partial x}=0,\end{cases}\qquad \mu_2^1=\begin{cases}\tilde{H}_2^{k+1}, h(l,t)=H_2(t),\\ 0, \dfrac{\partial h(l,t)}{\partial x}=0.\end{cases}$$

Численное решение для краевой задачи (8), (9) получено методом прогонки:

$$H_i^{k+1}=\alpha_{i+1}^1 H_{i+1}^{k+1}+\beta_i^1, \tag{10}$$

где

$$\alpha_{i+1}^1=\frac{b_1}{c_1-\alpha_i a_1},\quad \beta_{i+1}^1=\frac{a_1\beta_i+f_1}{c_1-\alpha_i a_1},\quad \alpha_1^1=0,\quad \beta_1^1=\tilde{H}_1^{k+1},\quad a_1=\frac{a_i^k}{h_1^2},\quad b_1=\frac{a_{i+1}^k}{h_1^2},\quad c_1=\frac{a_{i+1}^k+a_i^k}{h_1^2}+\frac{\mu_i^k}{\tau},$$

$$f_1=\frac{\mu_i^k}{\tau}H_i^k-\nu\frac{C_{i+1}^k-2C_i^k+C_{i-1}^k}{h_1^2}-\nu\frac{T_{i+1}^k-2T_i^k+T_{i-1}^k}{h_1^2},\quad i=\overline{1,n_1-1},\ k=\overline{0,n_2-1}.$$

Усовершенствованная монотонная разностная схема для (1), (4), (5) имеет вид [1]

$$\frac{1}{h_1}\left(\mu_{i2}d_{i-1}^k\frac{C_{i-1}^{k-1}-C_i^{k-1}}{h_1}-\mu_{i1}d_i^k\frac{C_i^{k-1}-C_{i-1}^{k-1}}{h_1}\right)+r_{i+}^k\frac{C_{i-1}^{k-1}-C_i^{k-1}}{h_1}+r_{i-}^k\frac{C_i^{k-1}-C_{i-1}^{k-1}}{h_1}+\tilde{f}^k=\Theta\frac{C_i^{k+1}-C_i^k}{\tau}, \tag{11}$$

$$C_i^0=C_0(ih_1),\quad C_0^{k+1}=\chi_1^2\tilde{C}_1^{k+1}+\mu_1^2,\qquad C_n^{k+1}=\chi_2^2\tilde{C}_{n-1}^{k+1}+\mu_2^2, \tag{12}$$

где

$$d_i^k=\frac{D_i^k+D_{i-1}^k}{2},\quad d_{i+1}^k=\frac{D_{i+1}^k+D_i^k}{2},\quad r_{i+}^k=0,5\left(V_i^k+\left|V_i^k\right|\right)\ge 0,\ r_{i-}^k=0,5\left(V_i^k-\left|V_i^k\right|\right)\le 0,$$

$$V_i^k=r_{i+}^k+r_{i-}^k,\qquad \overline{f}_2^k=-\gamma(C_i^k-C_*)+D_T\frac{T_{i+1}^k-2T_i^k+T_{i-1}^k}{h_1^2},$$

$$\mu_{i1}^k=\frac{1}{1+\dfrac{0,5h_1\left|r_i^k\right|}{d_i^k}},\ \mu_{i2}^k=\frac{1}{1+\dfrac{0,5h_1\left|r_i^k\right|}{d_{i+1}^k}},\qquad i=\overline{1,n_1-1},\ k=\overline{0,n_2-1};$$

$$\chi_1^2=\begin{cases}0, c(0,t)=C_1(t),\\ 1, \dfrac{\partial c(0,t)}{\partial x}=0,\end{cases}\qquad \chi_2^2=\begin{cases}0, c(l,t)=C_2(t),\\ 1, \dfrac{\partial c(l,t)}{\partial x}=0,\end{cases}$$

$$\mu_1^2=\begin{cases}\tilde{C}_1^{k+1}, c(0,t)=C_1(t),\\ 0, \dfrac{\partial c(0,t)}{\partial x}=0,\end{cases}\qquad \mu_2^2=\begin{cases}\tilde{C}_2^{k+1}, c(l,t)=C_2(t),\\ 0, \dfrac{\partial c(l,t)}{\partial x}=0.\end{cases}$$

Концентрацию C_i^{k+1} на временном слое $(k+1)$ находим методом прогонки:

$$C_i^{k+1} = \alpha_{i+1}^2 C_{i+1}^{k+1} + \beta_{i+1}^2, \tag{13}$$

где

$$\alpha_{i+1}^2 = \frac{b_2}{c_2 - \alpha_i^2 a_2},\ \beta_{i+1}^2 = \frac{a_2\beta_1^2 + f_2^k}{c_2 - \alpha_i^2 a_2},\ \alpha_1^2 = 0,\ \beta_1^2 = C_1^{k+1},$$

$$a_2 = \frac{\mu_{i1} d_i^k}{h_1} - \frac{r_i^k}{h_1},\ b_2 = \frac{\mu_{i2} d_{i+1}^k}{h_1^2} + \frac{r_{i+1}^k}{h_1},\ c_2 = \frac{\mu_{i1} d_i^k}{h_1} + \frac{\mu_{i2} d_{i+1}^k}{h_1^2} + \frac{r_{i+1}^k}{h_1} - \frac{r_i^k}{h_1} + \frac{\Theta}{\tau},$$

$$f_2^k = \frac{\Theta}{\tau} C_i^k + \overline{f}_2^k,\ i = \overline{1, n-1},\ k = \overline{0, K-1}.$$

Усовершенствованная монотонная разностная схема для (3), (4), (7) имеет вид

$$\frac{1}{h_1}\left(\overline{\mu}_{i2}\overline{d}_{i+1}^k \frac{T_{i+1}^{k+1} - T_i^k}{h_1} - \overline{\mu}_{i1}\overline{d}_i^k \frac{T_i^{k+1} - T_{i-1}^{k+1}}{h_1}\right) + \overline{r}_{i+} \frac{T_{i+1}^{k+1} - T_i^k}{h_1} + \overline{r}_{i-} \frac{T_i^{k+1} - T_{i-1}^{k+1}}{h_1} = C_T \frac{T_i^{k+1} - T_i^k}{\tau}, \tag{14}$$

$$T_i^0 = T_0(ih_1, 0), T_0^{k+1} = \chi_1^3 T_1^{k+1} + \chi_1^3 T_n^{k+1} = \chi_2^3 T_{n-1}^{k+1} + \chi_2^3, \tag{15}$$

$$\overline{d}_i^k = 0{,}5(\lambda_{T,i}^k + \lambda_{T,i-1}^k),\ \overline{d}_{i+1}^k = 0{,}5(\lambda_{T,i+1}^k + \lambda_{T,i}^k),\ \overline{r}_{i+}^k = 0{,}5\rho C_\rho(\upsilon_i^k + |\upsilon_i^k|) \geq 0,$$

$$\overline{r}_{i-}^k = 0{,}5\rho C_\rho(\upsilon_i^k - |\upsilon_i^k|) \leq 0,\ \ \overline{\mu}_{i1} = \frac{1}{1 + \dfrac{0{,}5h_1 |\overline{r}_{i+}^k|}{\overline{d}_i^k}},\ \overline{\mu}_{i2} = \frac{1}{1 + \dfrac{0{,}5h_1 |\overline{r}_i^k|}{\overline{d}_{i+1}^k}},$$

$$\chi_1^3 = \begin{cases} 0, T(0,t) = T_1(t), \\ 1, \dfrac{\partial c \setminus t(0,t)}{\partial x} = 0, \end{cases} \qquad \chi_2^3 = \begin{cases} 0, T(l,t) = T_2(t), \\ 1, \dfrac{\partial T(l,t)}{\partial x} = 0, \end{cases}$$

$$\mu_1^3 = \begin{cases} T_1(t), T(0,t) = T_1(t), \\ 0, \dfrac{\partial T(0,t)}{\partial x} = 0, \end{cases} \qquad \mu_2^3 = \begin{cases} T_2(t), T(l,t) = T_2(t), \\ 0, \dfrac{\partial T(l,t)}{\partial x} = 0. \end{cases}$$

Численное решение краевой задачи (14), (15) находим методом прогонки:

$$T_i^{k+1} = \alpha_{i+1}^3 T_{i+1}^{k+1} + \beta_{i+1}^3,$$

$$\alpha_{i+1}^3 = \frac{b_3}{c_3 - \alpha_i^3 a_3},\ \ \beta_{i+1}^3 = \frac{a_3\beta_1^3 + f_3^k}{c_3 - \alpha_i^3 a_3},\ \ \alpha_1^3 = 0,\ \ \beta_1^3 = T_1^{k+1},$$

$$a_3 = \frac{\overline{\mu_{i1}}\overline{d_i^k}}{h_1^2} - \frac{\overline{r_{i-}^k}}{h_1},\ \ b_3 = \frac{\overline{\mu_{i2}}\overline{d_{i+1}^k}}{h_1^2} + \frac{\overline{r_{i+1}^k}}{h_1},\ \ c_3 = \frac{\overline{\mu_{i1}}\overline{d_i^k}}{h_1^2} + \frac{\overline{\mu_{i2}}\overline{d_{i+1}^k}}{h_1^2} + \frac{\overline{r_{i+1}^k}}{h_1} - \frac{\overline{r_{i-}^k}}{h_1} + \frac{C_T}{\tau},\ \ f_3^k = \frac{C_T}{\tau} T_i^k.$$

Программная реализация разработанного численного метода и соответствующих вычислительных алгоритмов выполнена на языке программирования C++. В результате программной реализации получено численное решение и проведены численные эксперименты следующих отдельных задач, которые входят у краевую задачу (1)–(7): влагопереноса с учетом тепло- и массопереноса солей, осмотических и термоосмотических процессов; конвективной диффузии с учетом влагопереноса и теплопереноса; конвективного теплопереноса с учетом влагопереноса и массопереноса.

Обозначения

$c(x, t)$ – концентрация порового солевого раствора, кг/м^3; $D(c, \Theta, T)$ – коэффициент конвективной диффузии, м^2/с, D_T – коэффициент термодиффузии, м^2/с; γ – коэффициент массообмена; C^* – концентрация предельного насыщения солевого раствора, кг/м^3; ρ, C_ρ – плотность и удельная теплоемкость порового солевого раствора, кг/м^3; $K(c, h, T)$ – коэффициент влагопереноса, м/с; $h = P – x$ – напор влаги, м; $P = p/\rho g$ – высота давления, м; p – давление, Па; v – скорость влагопереноса, м/с; $\mu(h)$ – коэффициент влагоемкости грунта при неполном насыщении, Θ – влажность грунта; υ, υ_T – коэффициенты осмоса (м^3/кг/с) и термоосмоса; C_ρ – удельная теплоемкость порового раствора, Дж/кг/К; C_T – удельная теплоемкость грунта при постоянном объеме, Дж/м^3/К; υ^T –- суммарный коэффициент, который учитывает коэффициент паропроводности и коэффициент термодиффузионности пары; λ_T – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); T – температура грунта, К; t – время, с.

Литература

1. Власюк А. П., Остапчук О. П., Степанченко О. М. Монотонная разностная схема для нелинейного одномерного уравнения параболического типа, содержащего первую производную // Вестн. Киевского ун-та. Сер. физ.-мат. наук. 2005. Вып. 2. С. 188–197.

2. Лукнер Л., Шестаков В. М. Моделирование геофильтрации. М.: Недра, 1976. – 407 с.

3. Лыков А. В., Михайлов Ю. А. Теория тепло- и массопереноса. М.: Госэнергоиздат, 1963. – 536 с.

4. Ляшко И. И., Демченко Л. И., Мистецкий Г. Е. Численное решение задач тепло- и массопереноса в пористых средах. Киев: Наукова думка, 1991. – 264 с.

5. Ляшко С. И., Клюшин Д. А., Тригуб А. С. Моделирование и оптимизация подземного массопереноса. Киев: Наукова думка, 1998. – 240 с.

6. Сергиенко И. В., Скопецкий В. В., Дейнека В. С. Математическое моделирование и исследование процессов в неоднородных средах. Киев: Наукова думка, 1991. – 432 с.

7. Vlasyuk A. P., Zhukovskii V. V. Mathematical simulation of the migration of radionuclides in a soil medium under nonisothermal conditions with account for catalytic microparticles and nonlinear processes // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2017. Vol. 90, Issue 6. P. 1386–1398.

8. Vlasyuk A. P., Tsvetkova T. P. Mathematical simulation of transport of salt in the case of filtration and moisture transfer in saturated-unsaturated soils in a moisterning regine // J. of Engineering Physics and Thermophysics 2015. Vol. 88, Issue 5. P. 1062–1073.

УДК 536.248

МЕТОДЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ И ИСПАРЕНИИ СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНОК НА ПАКЕТАХ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБ

О. А. Володин, Н. И. Печеркин, А. Н. Павленко, А. И. Катаев, И. Б. Миронова

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе, г. Новосибирск, Россия

Теплообменные аппараты пленочного и погружного типа широко применяются в технологических процессах целого ряда отраслей промышленности. Применение методов интенсификации теплообмена способно привести к снижению габаритов и массы выпускаемых серийных аппаратов (до двух и более раз), как и соответствующих эксплуатационных затрат [1]. Указанное снижение габаритов и металлоемкости аппаратов может быть достигнуто за счет применения интенсифицирующих поверхностей, а снижение расхода рабочего тела – до 10 раз, – связано с переходом от погружных теплообменников к пленочным. Создание новых эффективных теплообменных аппаратов сдерживается как сложностью аналитического описания многофакторного процесса теплообмена при кипении [2], так и недостатком практических знаний о кипении и испарении жидкостей на различных микроструктурированных поверхностях.

Таким образом, существует необходимость в проведении систематизированных исследований теплообмена при кипении и испарении на интенсифицирующих поверхностях (в особенности, обладающих потенциалом для промышленного применения, как, например, микрооребрения с полузакрытыми порами [3, 4]) – для определения оптимальных в различных условиях применения параметров микроструктурирования и расширения фундаментальных знаний о процессах кипения и испарения в таких системах.

На рис. 1 показана схема экспериментальной секции. Пакет экспериментальных труб представляет собой вертикальный ряд из 40 горизонтальных труб (максимальное количество) диаметром 10 мм и толщиной стенки около 2 мм, расположенных с шагом 12 мм. Протяженность модифицированной части труб составляет 625 мм. Плотность орошения трубного пакета может варьироваться в диапазоне входного числа Рейнольдса 400–1500. Теплоноситель (вода) прокачивается через экспериментальные нижние n труб пакета. Тепловой поток создаётся за счёт пропускания внутри труб горячей воды, температура которой выше температуры насыщения хладагента (R21). Абсолютное давление в установке – 3 бар.

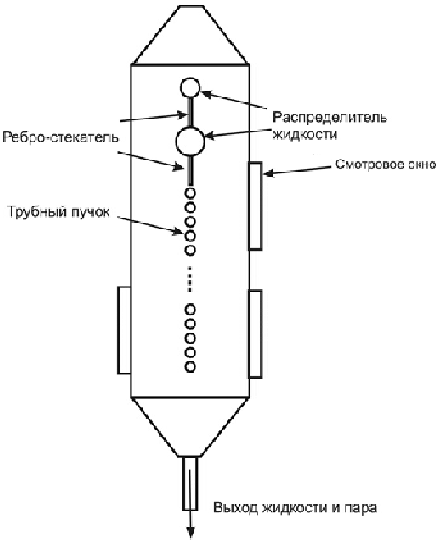


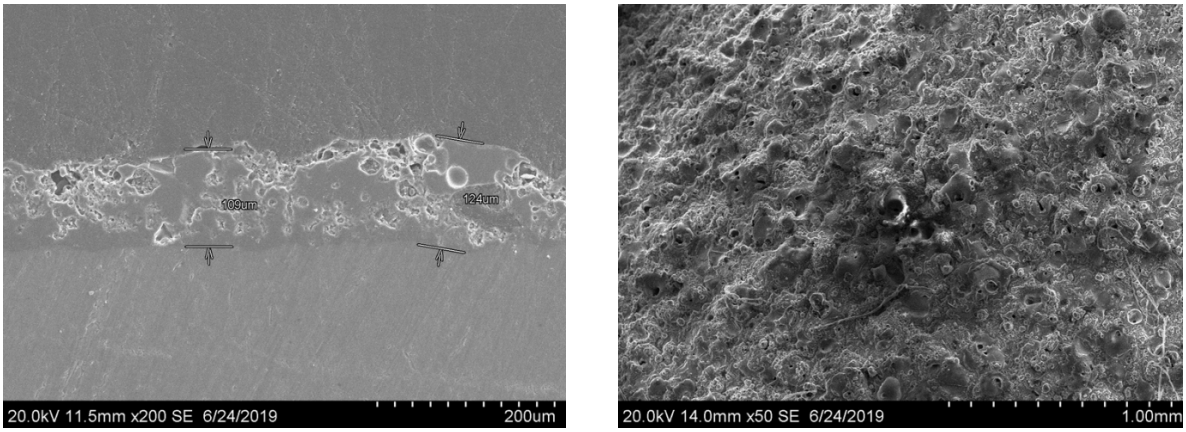
Рис. 1. Расположение пакета труб в испарителе

Основными измеряемыми параметрами являются: температура обогревающей воды на входе и выходе каждого участка; температуры жидкого хладона R21 и его пара в экспериментальном объеме; давление в испарителе и конденсаторе; расход жидкого хладона; расход обогревающей воды; мощность электрических подогревателей воды и хладона; геометрические характеристики трубного пучка. Коэффициент теплоотдачи к стекающей пленке определяется по методике, описанной в [5].

Одним из способов интенсификации теплообмена при кипении насыщенных и слабо недогретых жидкостей является создание на теплоотдающей поверхности капиллярно-пористых покрытий [6]. В частности, в работе [6] было показано, что при кипении воды в

каналах использование покрытий, полученных с помощью метода микродугового оксидирования (МДО), приводит к значительной интенсификации процесса кипения. Для получения такого покрытия производится электрохимическое окисление алюминия на поверхности трубы с дальнейшей трансформацией полученного оксида при высоких температурах в кристаллическую α-фазу (корунд, Al_2O_3).

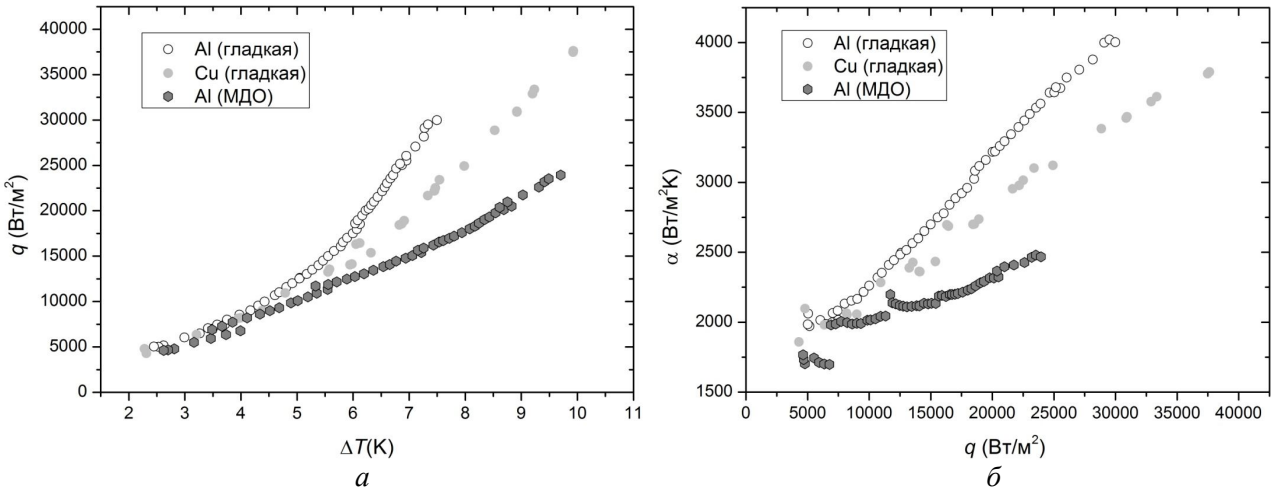
С целью выбора оптимальных характеристик интенсифицирующих пористых покрытий компанией НИКОМ (https://www.nikomtech.com), специализирующейся на применении методики МДО в различных областях техники [7, 8], были изготовлены рабочие участки с различной толщиной и пористостью покрытия от (20 до 170 мкм). В данной серии эксперименты были проведены на рабочем участке с характеристиками покрытия, приведенными на рис. 2.



а *б*

Рис. 2. Микрофотография (*а*) МДО покрытия экспериментальной трубы (поперечное сечение). Толщина пористого покрытия 109–124 мкм. Степень пористости – до 20%. Поверхность стенки на фото расположена ниже пористого слоя, над слоем виден технологический защитный слой; микрофотография (*б*) МДО покрытия трубы с 50-кратным увеличением (фронтальный вид)

Результаты первых экспериментов приведены на рис. 3. Видно, что в диапазоне тепловых потоков, характерных для теплообмена при испарении, коэффициенты теплоотдачи одинаковы для всех труб. Однако в области теплообмена, переходной от испарения к кипению, теплообмен на дюралюминиевой трубе с МДО покрытием оказывается заметно ниже, чем на гладких трубах. Из микрофотографий дюралюминиевой трубы с МДО-покрытием видно, что данное покрытие имеет низкую пористость, и поры располагаются изолировано.



а *б*

Рис. 3. Кривые кипения (*а*) и зависимости коэффициента теплоотдачи (*б*) для гладкой и модифицированной дюралюминиевых труб, а также для гладкой медной трубы. Re = 1000

Поскольку созданное пористое покрытие (корунд) имеет гораздо более низкую теплопроводность и худшее смачивание поверхности, а пористая структура исследованного покрытия оказалась недостаточно развита для создания условий интенсификации пузырькового кипения, имеет место наблюдаемое ухудшение теплообмена. Ступенчатый характер изменения коэффициента теплоотдачи (рис. 3, *б*), по-видимому, связан с очисткой и приработкой поверхности с МДО-покрытием.

Более высокие коэффициенты теплоотдачи в переходной области на дюралюминиевой трубе (сплав АД31Т1) с необработанной (технически гладкой) поверхностью по сравнению с медной гладкой трубой (М1), видимо, объясняются большей шероховатостью и лучшей смачиваемостью дюралюминиевой поверхности.

Дальнейшей целью исследования является получение покрытий с высокой пористостью и открытыми взаимосвязанными порами, обладающими достаточно высокой теплопроводностью, хорошей смачиваемостью и механической прочностью.

В этом плане перспективными являются хорошо зарекомендовавшие себя ранее [9] пористые покрытия, созданные методом плазменного напыления (разработчик «Metallizing Equipment Co. Pvt. Ltd.», Institute of Minerals and Materials Technology, India) и трехмерные микроструктуры с полузакрытыми порами, созданные методом деформирующего резания (разработан профессором МГТУ им. Н. Э. Баумана Н. Н. Зубковым). Метод деформирующего резания (МДР), в частности, позволяет на современном металлорежущем оборудовании создавать теплообменные поверхности со сложной микротекстурой и возможностью увеличения площади поверхности вплоть до 60 раз (см. патент [10]). Недавние экспериментальные исследования с применением модифицированных МДР поверхностей уже продемонстрировали возможность увеличения коэффициента теплоотдачи при кипении различных классов жидкостей (хладоны, вода) в различных условиях (свободная конвекция, стекающие пленки) в 4–6 раз, см. [3, 4, 11, 12].

Исследование выполнено в Институте теплофизики им. С. С. Кутателадзе в рамках государственного задания (проект Ф3, № III.18.2.3) и гранта РФФИ и ДНТ (проект 19-58-45029).

Литература

1. Овсянник А. В. Моделирование процессов теплообмена при кипении жидкостей. Гомель: ГГТУ им. П. О. Сухого, 2012. – 284 с.

2. Ягов В. В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях: учеб. пособие для вузов. М.: Издательский дом МЭИ, 2014. – 542 с.

3. Volodin O. A., Pecherkin N. I., Pavlenko A. N., Zubkov N. I. Heat transfer and crisis phenomena at boiling of refrigerant films falling down the surfaces obtained by deformational cutting // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2017. Vol. 5. P. 215–222.

4. Володин О. А., Печеркин Н. И., Павленко А. Н., Степанов К. А., Зубков Н. Н. Влияние типа микроструктурирования стенки на теплообмен при кипении в стекающих пленках маловязкой жидкости // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11, № 1. С. 16–23.

5. Гогонин И. И. Теплообмен при пузырьковом кипении. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2018. – 227 с.

6. Васильев Н. В. Экспериментальное исследование кипения при вынужденном течении недогретой жидкости: дис. … канд. техн. наук. М., 2018.

7. Никифоров А. А., Никифорова Г. Л., Терлеева О. П., Слонова А. И., Ещенко В. Н., Донг Хеон Ли. Устройство для микродугового оксидирования. Пат. 2248416 С2, Российская Федерация, 20.03.2005.

8. Никифоров А. А. Способ микродугового оксидирования. Пат. 2389830 С2, Российская Федерация, 21.04.2008.

9. Swain A., Das M. K. Performance of porous coated 5x3 staggered horizontal tube bundle under flow boiling // App. Therm. Eng. 2018. Vol. 128. P. 444–452.

10. Зубков Н. Н., Битюцкая Ю. Л. Способ получения развитой штырьковой теплообменной поверхности. Пат. на изобретение № 2679815. Россия, 2019. Номер заявки: 2017146802. Дата публикации: 13.02.2019.

11. Shchelchkov A. V., Popov I. A., Zubkov N. N., Boiling of a liquid on microstructured surfaces under free-convection conditions // J. Eng. Phys. Thermophys. 2016. Vol. 89, No. 5. P. 1152–1160.

12. Дедов А. В. Обзор современных методов интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении // Теплоэнергетика. 2019. № 12. С. 18–54.

УДК 62.665.4

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФАКТОРОВ, ВЛИЯЮЩИХ НА ФОРМИРОВАНИЕ И ВЫХОД ОКСИДОВ АЗОТА, ПРИ СЖИГАНИИ КОМПОЗИЦИОННЫХ ТОПЛИВ

Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, Г. С. Няшина, П. А. Стрижак

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

Добыча угля, его переработка и обогащение, транспортировка и использование связаны с группой факторов, которые негативно влияют на состояние окружающей среды [1,2]. Основные проблемы заключаются в: образовании огромных объемов отходов добычи (промпродукта и породы), обогащения (угольных шламов, фильтр-кеков) и сжигания (золы); загрязнении почвы, воды и воздуха; антропогенных выбросах; росте уровня заболеваемости [3]. На сегодняшний день вопросы накопления и реализации угольных отходов являются актуальными. Ежегодно объемы влажных отходов обогащения увеличиваются на 150–200 млн т. Огромные (десятки и даже сотни тысяч гектар) насыпи угольных массивов являются следствием отсутствия эффективных методов утилизации подобных отходов [1, 2].

Поиск способов для утилизации данных отходов экологически безопасным способом является актуальной задачей нашего времени. Сегодня исследования по минимизации негативного воздействия угольных предприятий на окружающую среду приобретают все больший интерес [4]. Научная новизна настоящей работы состоит в изучении совместного влияния группы факторов на экологические характеристики (в первую очередь, концентрации оксидов азота) сжигания перспективных суспензионных топлив, приготовленных на основе индустриальных отходов. На сегодняшний день детально изучены механизмы и процессы, протекающие при горении традиционных твердых топлив: угля и биомассы. Недостаточно информации о возможных механизмах, влияющих на процессы образования оксидов азота при горении влажных топлив из отходов.

Цель работы экспериментальное исследование группы факторов, совместно влияющих на концентрацию оксидов азота при сжигании угольных и суспензионных топлив. В соответствии с известными результатами исследований можно предположить, что определяющее влияние на концентрации оксидов азота при сжигании суспензионных топлив могут оказывать: температура в камере; процесс парообразования; исходное содержание компонента в топливе; специализированные добавки; химические реакции в ограниченных диапазонах температур. Далее будут приведены результаты исследования этих факторов при сжигании ВУТ и ОВУТ в сравнении с углями.

Механизмы образования оксидов азота. Известны три основных механизма образования NO_x при сжигании угольного топлива: термические, быстрые и топливные оксиды азота (рис. 1). Термические оксиды азота образуются в результате окисления азота из воздуха при температурах выше 1300 °С. Топливные NO формируются при окислении химически связанного в топливе азота. Источником быстрых оксидов азота является промежуточный радикал CH_i, образующийся на фронте пламени, который в последующем реагирует с азотом из воздуха[5].

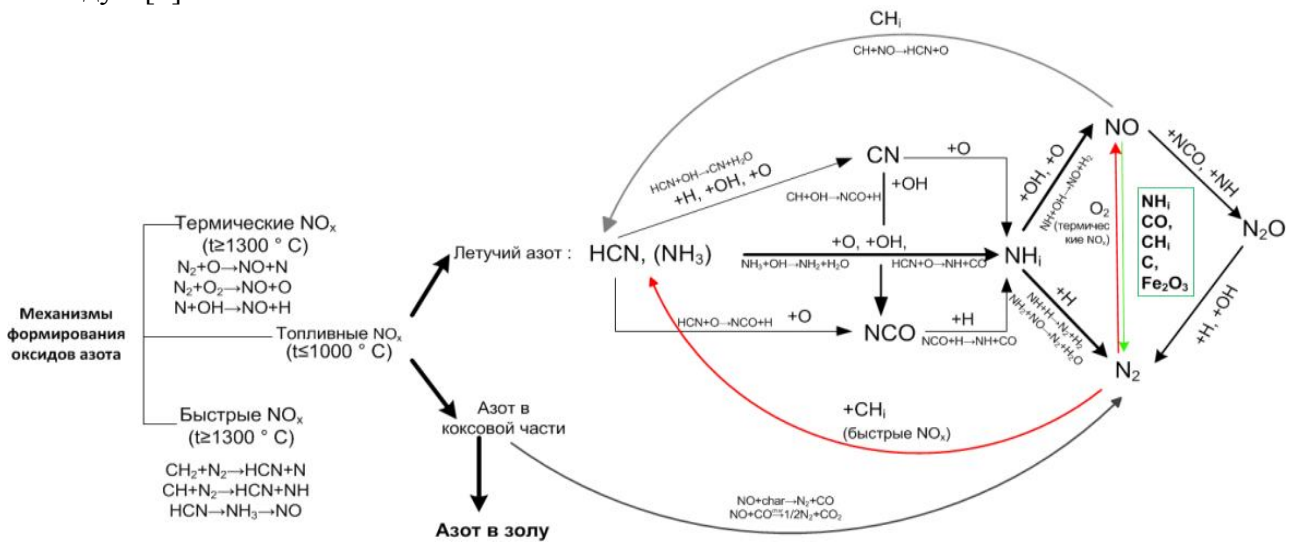


Рис. 1. Механизмы образования NO_x

При факельном сжигании пылевидного угля в условиях температур более 1500 °С доля термических и быстрых оксидов азота может быть значительной. Однако сжигание водосодержащих композиционных топлив характеризуется пониженным диапазоном температур (700–1000 °С), который также нередко рекомендуется (во избежание высокотемпературной коррозии) и для сжигания биомассы. Поэтому можно ожидать, что количество образующихся термических и быстрых NO_x будет незначительным. Образование NO_x в результате окисления топливного азота является превалирующим механизмом для рассматриваемых топлив [5].

Влияние содержания азота в исходных компонентах топливной смеси. Образование NO_x из топливного азота происходит в результате сжигания азотистых частиц, выделяющихся вместе с летучими, и окисления азота, остающегося в коксовой части. Распределение азота между коксом и летучими, а также состав летучего азота зависит главным образом от структуры топлива и температуры сжигания. Доминирующими по концентрациям азотистыми летучими веществами являются NH_3 и HCN. Как правило, NH_3 может разлагаться до радикалов NH_2 и NH, которые могут либо окисляться до NO, либо реагировать с доступными радикалами NO и OH и образовывать N_2. Азот в коксовой части подвергается гетерогенному окислению до NO и N_2 или может при высоких температурах превращаться в легкие компоненты, такие как HCN (см. рис. 1).

Таким образом, можно сделать вывод о том, что основное количество NO образуется при окислении топливного азота. Соответственно, одной из главных причин снижения NO_x при сжигании суспензий в сравнении с углем является снижение общего азотосодержания топлива [5]. Так, например, использование воды, либо других азотонейтральных компонентов в топливной смеси позволяет более чем на 45% снизить долю топливного азота, которая подвергается окислению в процессе сжигания. На рис. 2 отражены концентрации оксидов азота, образующихся в процессе горения топлив с разной долей азота в последних. Видно, что в сравнении с углем, в котором содержится около 2.6% азота, выбросы NO_x для суспензий и опилок значительно ниже.

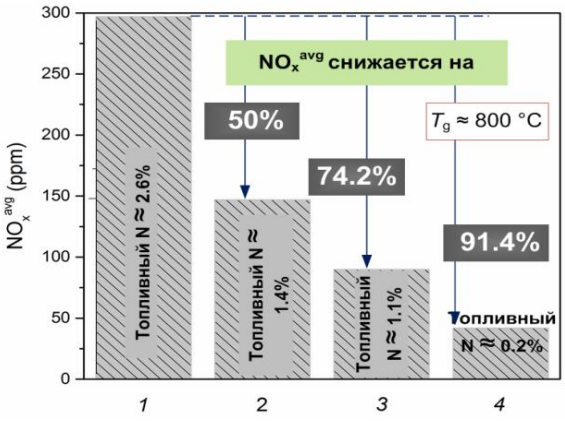


Рис. 2. Влияние содержания топливного азота на концентрации оксидов азота: *1* – уголь (пыль) 100%; *2* – фильтр-кек 80%, отработанное турбинное масло 10%, водоросли 10%; *3* – фильтр-кек 90%, опилки 10%; *4* – опилки 100%

Влияние содержания летучих веществ. Снижение NO_x при сжигании суспензионных топлив с растительными компонентами связано с высоким содержанием летучих веществ в последних. Распределение топливного азота между летучими веществами и оставшимся в коксовой части во время удаления летучих компонентов имеет важное значение в процессе образования конечного NO_x. Более высокое содержание летучих веществ в суспензиях при использовании растительных компонентов приводит к большему выделению летучего азота в области зажигания на стадии выхода летучих компонентов. Однако во время горения коксового остатка азотистых частиц выделяется меньше. В результате протекания этих процессов зарегистрировано снижение концентрации кислорода в зоне горения. В малой окрестности топливных частиц образуется парогазовое облако с максимальными концентрациями летучих. Более низкая концентрация кислорода в зоне восстановления может препятствовать превращению топливного азота в NO [6]. Также при недостатке кислорода обеспечивается протекание следующей реакции: $CH + NO \rightarrow HCN + O$. Чем больше NO перейдет в форму HCN, тем выше вероятность того, что конечным продуктом в реакциях окисления HCN (рис. 1) будет N_2, а не NO [6]. Таким образом, можно ожидать, что высокое содержание HCN и NO будет подавлять образование NO_x из топливного азота во время процесса горения.

Влияние процесса испарения. Учитывая, что H_2O является основным компонентом водоугольного топлива, присутствие H_2O может существенным образом повлиять на образование NO_x (рис. 3). В присутствии воды возможно протекание двух ключевых реакций: $C + H_2O \rightarrow CO + H_2$; $CO + H_2O \rightarrow CO_2 + H_2$.

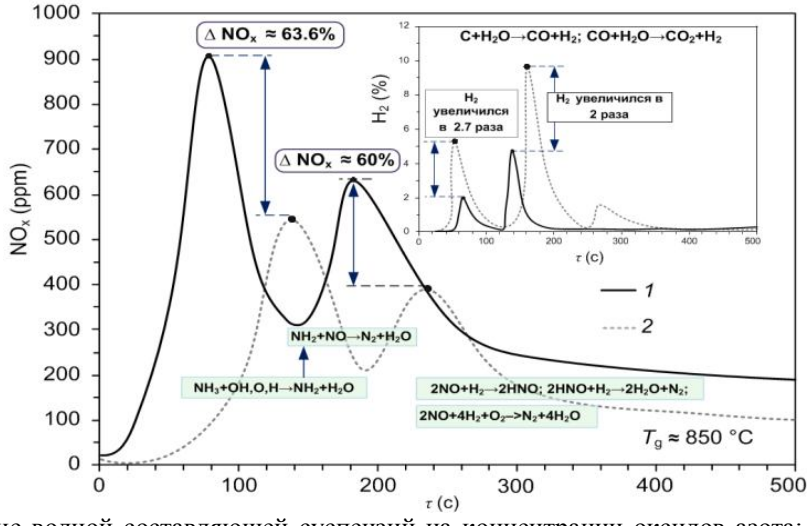


Рис. 3. Влияние водной составляющей суспензий на концентрации оксидов азота: *1* – угольный шлам (сухой) 90%, отработанное турбинное масло 10%; *2* – угольный шлам (сухой) 50%, вода 40%, отработанное турбинное масло 10%

Из-за наличия воды увеличивает количество свободных радикалов H_2 и CO, которые способствуют восстановлению NO следующим образом [7]: $2NO + H_2 \rightarrow 2HNO$; $2HNO + H_2 \rightarrow$ $\rightarrow 2H_2O + N_2$; $NO + CO \rightarrow N + CO_2$; $NO + N \rightarrow N_2 + O$. Кроме того, восстановление NO с помощью NH_i также улучшается в богатой H_2O атмосфере: $O + H_2O \rightarrow 2OH$; $H + H_2O \rightarrow OH +$ $+ H_2$; $NH_3 + OH,O,H \rightarrow NH_2 + H_2O$; $NH_2 + NO \rightarrow N_2 + H_2O$. Появляющиеся дополнительные радикалы H и OH могут взаимодействовать с NO согласно реакции $2NO + 4H_2 + O_2 \rightarrow N_2 +$ $+ 4H_2O$.

Экспериментально установлено (рис. 3), что при сжигании суспензии, в составе которой содержится 40% воды, выход водорода увеличивается более чем в два раза, вместе с тем концентрации NO_x снижаются более чем на 60% в сравнении с тем же топливом, но без воды. Помимо представленных выше реакций, в которых участвует H_2, наличие воды в топливе снижает температуру и скорость горения, что также вызывает уменьшение NO_x.

Влияние температуры в камере сгорания. Несмотря на то что, почти весь NO_x является результатом окисления топливного азота, нельзя исключать влияние температурных условий сжигания топлива на конечные концентрации NO_x (рис. 4). Повышение температуры приводит к увеличению скорости сгорания. В результате возрастает количество свободных радикалов и NH_3 и HCN, выделяющихся во время пиролиза угля. Последнее способствует образованию большего количества NO_x на стадии удаления летучих компонентов. В то же самое время NH_3 может восстанавливать NO посредством следующей реакции: $NH_3 + NO \rightarrow$ $\rightarrow N_2 + H_2O + H$. Однако данное взаимодействие протекает лишь при температурах 850–900 °C (рис. 4). В случае использования добавки биомассы зарегистрированное увеличение концентраций NO_x с ростом температуры в камере сгорания не столь заметное, так как в растительных компонентах топливный азот в меньшей степени выделяется в процессе сгорания коксовой части, независимо от содержания азота в смесях. Из анализа зависимостей на рис. 4 видно, что для топлив с добавками биомассы увеличение концентраций NO_x в интервале температур 800–900 °C не превышает 18%. Это указывает на то, что при более высоких температурах также повышается скорость реакций восстановления NO, что позволяет нивелировать общее повышение NO_x с ростом температуры.

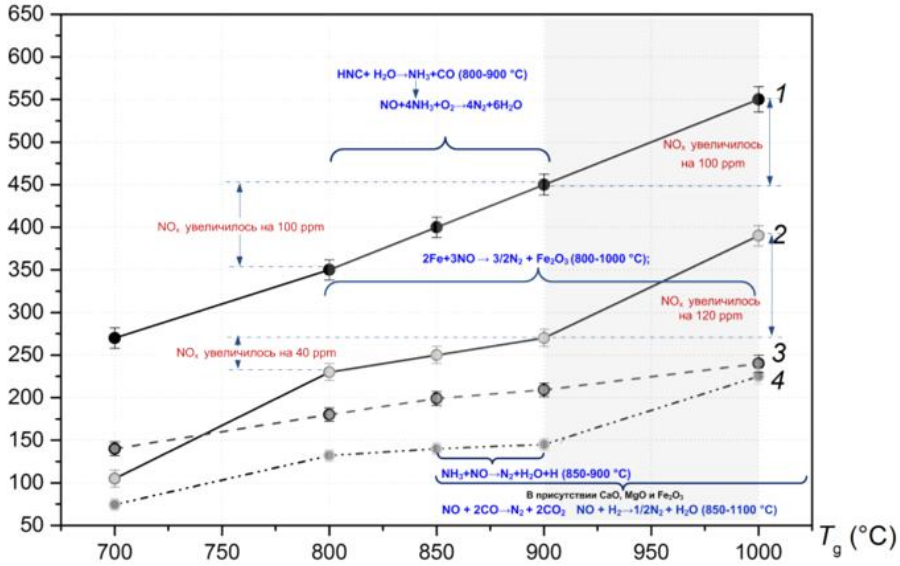


Рис. 4. Влияние температуры в камере сгорания на концентрации оксидов азота: *1* – уголь 100%; *2* – фильтр-кек 85%, хвоя 15%; *3* – фильтр-кек 75%, отработанное турбинное масло 10%, кора 15%; *4* – фильтр-кек 80%, отработанное турбинное масло 10%, опилки 10%

Влияние добавок на химические реагирования. Еще одним фактором, который следует учитывать при сжигании композиционных топлив с примесью растительных компонен-

тов (сельскохозяйственных отходов, древесных остатков, лесного материала) в отношении выбросов NO_x, является каталитическое воздействие коксовой части и золы на образование и уменьшение NO_x [5]. Присутствие CaO, MgO и Fe_2O_3 (рис. 4) в топливе может привести к образованию активного слоя, который может катализировать восстановление NO. Таким образом, каталитическое действие золы может быть значимым в случае использования растительных добавок, которые имеют высокое содержание соединений металлов.

Исследования выполнены при поддержке РФФИ (грант 18-43-700001).

Литература

1. Li D., Wu D., Xu F., Lai J., Shao L. Literature overview of Chinese research in the field of better coal utilization // J. Clean. Prod. 2018. Vol. 185. P. 959–980.

2. Yuan X., Zhang M., Wang Q., Wang Y., Zuo J. Evolution analysis of environmental standards: Effectiveness on air pollutant emissions reduction // J. Clean. Prod. 2017. Vol. 149. P. 511–520.

3. Ruiz M. S., Correa R., Gallardo A. L. C. F., Sintoni A. Addressing socio-environmental conflicts in cases of coal mine subsidence in Brazil and the USA // Ambient Soc. 2014. Vol. 17, No. 2. P. 129–156.

4. Wang R., Ma Q., Ye X., Li C., Zhao Z. Preparing coal slurry from coking wastewater to achieve resource utilization: Slurrying mechanism of coking wastewater–coal slurry // Sci. Total. Environ. 2019. Vol. 650. P. 1678–1687.

5. Daood S. S., Ord G., Wilkinson T., Nimmo W. Fuel additive technology – NO_x reduction, combustion efficiency and fly ash improvement for coal fired power stations // Fuel. 2014. Vol. 134. P. 293–306.

6. Wu H., Glarborg P., Frandsen F. J., Dam-Johansen K., Jensen P. A., Sander B. Combustion of pulverized coal and solid recovered fuel in an entrained flow reactor – general combustion and ash behavior // Fuel. 2011. Vol. 90, No. 5. P. 1980–1991.

7. Zhou H., Li Y., Li N., Qiu R., Cen K. Conversions of fuel-N to NO and N_2O during devolatilization and char combustion stages of a single coal particle under oxy-fuel fluidized bed conditions // J. Energy Inst. Vol. 92, No. 2. P. 351–363.

УДК 536.468

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ЗАЖИГАНИИ ГЕЛЕОБРАЗНОГО ТОПЛИВА

Д. О. Глушков, О. С. Яшутина

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия
dmitriyog@tpu.ru

В последнее время перспективным направлением развития теории горения является разработка составов и исследование характеристик зажигания композиционных топлив, например, в виде эмульсий и суспензий. В основном это связано с ужесточением требований к повышению экологических, энергетических, экономических и эксплуатационных характеристик как самих топлив, так и процессов их сжигания. Для авиакосмической отрасли и теплоэнергетики большой интерес представляет применение гелеобразных топлив, приготавливаемых путем загущения эмульсий и суспензий до состояния упругодеформируемых мате-

риалов. Такие топлива имеют ряд преимуществ по сравнению с широко распространенными жидкими топливами в аспектах экологической и пожарной безопасности процессов хранения, транспортировки и сжигания.

Результаты экспериментальных исследований [1, 2] позволяют сделать вывод о достаточно существенном отличии механизмов горения гелеобразных топлив и типичных твердых и жидких топлив. Поэтому известные для последних топлив результаты исследований невозможно использовать для прогноза характеристик зажигания и горения гелеобразных топлив. Стоит отметить, что процессы тепломассопереноса, протекающие при нагревании гелеобразных топлив в течение индукционного периода, оказывают достаточно существенное влияние на закономерности характеристики горения. Поэтому целью данного исследования является разработка на основании экспериментальных данных модели взаимосвязанных физико-химических процессов, протекающих при зажигании типичных гелеобразных топлив.

В рамках данной работы приготовлена группа топливных составов на основе маслонаполненных криогелей, отличающихся концентрациями компонентов: 10%-й водный раствор поливинилового спирта (ПВС) + 20–80 об.% масло И-40 + 2 об.% эмульгатор (ПАВ). Также перспективным направлением модификации таких топлив является добавление в их состав мелкодисперсных твердых горючих компонентов [3]. Гелеобразная структура топлива способствует относительно равномерному распределению мелкодисперсных частиц в объеме топливного заряда, а сами частицы, например, металлов, улучшают энергетические характеристики процесса горения топлива.

При проведении экспериментов по изучению механизмов и характеристик зажигания и горения гелеобразных топлив одиночные частицы (массой около 10 мг и размером около 3 мм), закрепленные на держателе, вводились в полость предварительно прогретой до заданной температуры трубчатой муфельной печи. Процессы, протекающие в течение индукционного периода, регистрировались высокоскоростной видеокамерой. На рис. 1 приведены кадры видеограммы типичного процесса зажигания частиц гелеобразного топлива с разными начальными температурами (293 и 218 К) в условиях лучисто-конвективного нагрева.

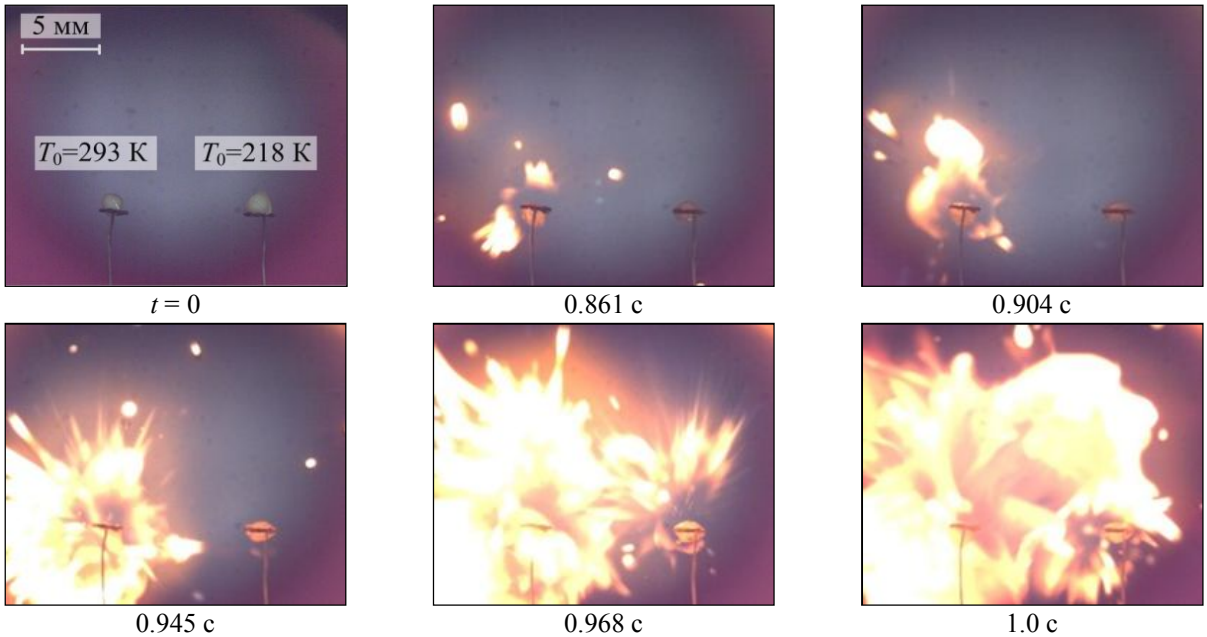


Рис. 1. Кадры видеограммы зажигания и выгорания частиц гелеобразного топлива (48% водный раствор ПВС (10%-й) + 50% масло + 2% ПАВ) с разной начальной температурой при T_g = 1073 К

Установлено, что в широком диапазоне варьирования этой температуры T_0 = 188–293 К в течение индукционного периода протекает идентичная совокупность физико-химических

процессов, однако их интенсивность выше для частиц топлива с более высокой начальной температурой, что иллюстрируют кадры приведенной видеограммы процесса (рис. 1). Время задержки зажигания частицы топлива при T_0 = 293 К меньше аналогичной характеристики для частиц топлива, изначально охлажденных до температур 188–233 К. Полученный результат объясняется следующим. При прогреве гелеобразного топлива последовательно реализуются процессы эндотермического фазового превращения (плавления и испарения). Чем ниже начальная температура топлива, тем больше энергии необходимо подвести для его прогрева до температуры плавления. Следовательно, при идентичных температурах источника нагрева требуется больше времени для выполнения условий зажигания.

Многокомпонентный состав гелеобразного топлива обуславливает микровзрывное диспергирование капли расплава в течение периода индукции [4]. В отличие от жидких или суспензионных топлив, при газофазном зажигании которых в условиях лучистого нагрева пламя изначально имеет форму сферы в окрестности капли (область формирования горючей парогазовой смеси), в момент зажигания капель расплавленных гелеобразных топлив инициирование горения происходит сначала в окрестности малого фрагмента (рис. 1, кадр при t = 0.861 с), отделившегося и удалившегося от поверхности капли в результате микровзрыва. Температура этих фрагментов при отделении от исходной капли относительно невысока. При их движении в малой окрестности капли процесс испарения жидкости протекает с относительно невысокой скоростью, так как температура формирующейся парогазовой смеси в окрестности капли расплава ниже температуры окружающего разогретого воздуха. По мере удаления этих фрагментов от поверхности капли возрастают температура окружающей среды и интенсивность процесса испарения. При достижении предельных условий происходит зажигание паров горючего в окрестности движущегося фрагмента. Далее процесс экзотермического реагирования из этой зоны распространяется по всему объему горючей парогазовой смеси, сформировавшейся в течение индукционного периода в окрестности капли расплавленного топлива (рис. 1), от внешней границы в глубинные слои. Микровзрывы, сопровождающиеся диспергированием капли, интенсифицируют как процесс зажигания, так и выгорания топлива. В отличие от жидких однокомпонентных топлив выгорание происходит не в малой окрестности капли, а в достаточно большом по размерам объеме [5, 6].

Полученные результаты позволили установить совокупность физико-химических процессов, протекающих в течение индукционного периода, и сформулировать физическую модель процесса зажигания частицы гелеобразного топлива (рис. 2), которая является основой для разработки прогностической математической модели. После помещения частицы топлива в высокотемпературную среду окислителя (рис. 2, *а*) на ее поверхности формируется фронт плавления (рис. 2, *б*), который по мере прогрева топлива продвигается в глубинные слои. На начальном этапе плавления пары горючей жидкости поступают в среду окислителя с поверхности капли расплава (рис. 2, *б*). В ее окрестности формируется газовая смесь, температура которой существенно ниже температуры окислителя. Такие условия (температура и концентрация горючих паров) не являются достаточными для зажигания парогазовой смеси, поэтому требуется некоторое время для достижения условий, необходимых для газофазного зажигания. В течение этого промежутка времени топливо полностью переходит в жидкое состояние (рис. 2, *в*). Компоненты разделяются: на поверхности капли формируется слой расплавленного загустителя, под которым располагается горючая жидкость. Из-за разности температур кипения компонентов в приповерхностном слое формируются пузырьки. С ростом температуры капли увеличивается их число и размер (рис. 2, *г*). Схлопывание пузырьков является причиной микровзрывного диспергирования капли с отделением группы капель меньшего размера, а также вдува паров горючей жидкости в среду окислителя через слой загустителя. Повышается концентрация горючего в формирующейся парогазовой смеси, которая воспламеняется при достижении критических условий (рис. 2, *д*).

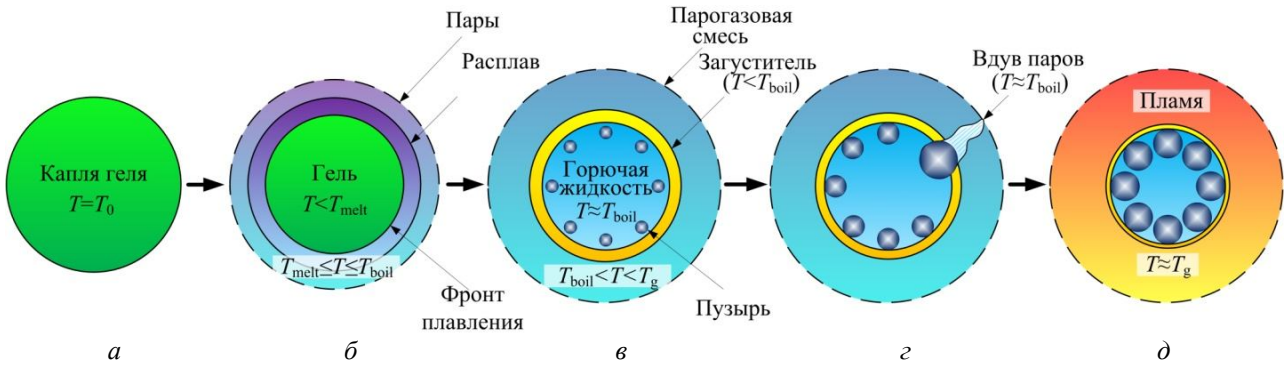


Рис. 2. Схема модели зажигания капли гелеобразного топлива

На рис. 3 приведена область устойчивого зажигания группы составов гелеобразного топлива в координатах «амплитуда теплового потока – время задержки зажигания». Границы области соответствуют предельным значениям характеристик, при которых в рассматриваемой системе происходит зажигание топлива.

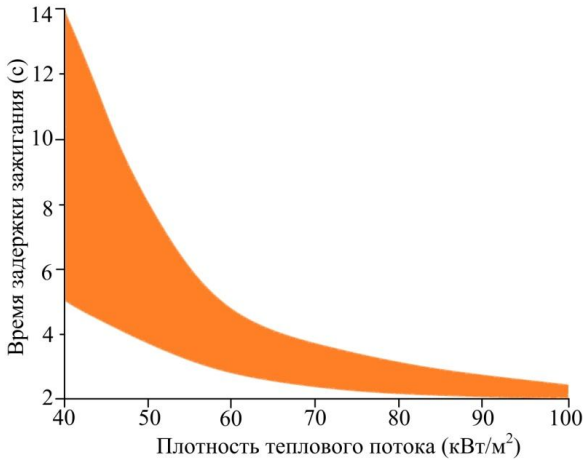


Рис. 3. Область (выделена цветом) зажигания гелеобразного топлива в условиях лучисто-конвективного нагрева

Установлен предельный тепловой поток 40 кВт/м^2, ниже которого зажигание не реализуется при любой сколь угодно длительной стадии прогрева топлива. Также установлено, что при относительно высоких значениях теплового потока (более 100 кВт/м^2) изменение параметров рассматриваемой системы оказывает незначительное влияние на время задержки зажигания. Стоит отметить, что при варьировании параметров в рассматриваемой системе в достаточно широких диапазонах среднее соотношение лучистой и конвективной составляющих при прогреве образца гелеобразного топлива составляет 2:1. При близких к предельным условиям зажигания это соотношение несколько ниже из-за меньшего влияния лучистой составляющей теплового потока в области относительно низких температур нагрева. При относительно высоких T_g отличие лучистой и конвективной составляющих более существенно и несколько превышает указанное выше соотношение.

Таким образом, на основании результатов выполненного экспериментального исследования установлен механизм зажигания частиц гелеобразных топлив в условиях микровзрывного диспергирования при интенсивном нагреве в высокотемпературной воздушной среде. Процессы тепломассопереноса оказывают определяющее влияние на характеристики зажигания и горения частиц таких топлив, так как время прогрева топлива, фазовых превращений и формирования горючей парогазовой смеси составляет более 80% длительности всего индукционного периода.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-13-00031).

Обозначения

T – температура, К; T_0 – начальная температура топлива, К; T_{boil} – температура кипения, К; T_g – температура разогретого воздуха, К; T_{melt} – температура плавления, К; t – время, с; t_d – время задержки зажигания, с.

Литература

1. Williams F. A. Simplified theory for ignition times of hypergolic gelled propellants // J. Propul. Power. 2009. Vol. 25. P. 1354–1356.

2. Mishra D. P., Patyal A. and Padhwal M. Effects of gellant concentration on the burning and flame structure of organic gel propellant droplets // Fuel. 2011. Vol. 90. P. 1805–1810.

3. Glushkov D. O., Kuznetsov G. V., Nigay A. G., Yanovsky V. A. and Yashutina O. S. Ignition mechanism and characteristics of gel fuels based on oil-free and oil-filled cryogels with fine coal particles // Powder Technol. 2020. Vol. 360. P. 65–79.

4. Glushkov D. O., Kuznetsov G. V., Nigay A. G. and Yashutina O. S. Heat and mass transfer induced by the ignition of single gel propellant droplets // J. Energy Inst. 2018.

5. Glushkov D. O., Nigay A. G., Yanovsky V. A. and Yashutina O. S. Effects of the initial gel fuel temperature on the ignition mechanism and characteristics of oil-filled cryogel droplets in the high-temperature oxidizer medium // Energy Fuels. 2019.

6. Vershinina K. Y., Glushkov D. O., Nigay A. G., Yanovsky V. A. and Yashutina O. S. Oil-filled cryogels: new approach for storage and utilization of liquid combustible wastes // Ind. Eng. Chem. Res. 2019. Vol. 58, No. 16. P. 6830–6840.

УДК 536.24

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО ВЗРЫВА ЧАСТИЦ С ГЕТЕРОГЕННЫМИ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИМИ ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИЯМИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА С УЧЕТОМ ФЛУКТУАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ ОКИСЛИТЕЛЯ

И. В. Деревич, А. К. Клочков

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Рассматривается влияние флуктуаций температуры газа на тепловой взрыв частицы с внутренним тепловыделением за счет экзотермической химической реакции. В детерминированной теории условия теплового взрыва определяются критической температурой [1–3]. Значительная зависимость температуры от скорости химической реакции и исключительные свойства случайных процессов приводят к фундаментально новым эффектам, изучение которых интересно с научной и практической точки зрения [4].

Используются два метода исследования. Первый метод – прямое численное моделирование Лагранжа, основанный на вычислении случайных траекторий частиц в фазовом пространстве температуры и концентрации. Используются современные методы численного решения стохастических обыкновенных дифференциальных уравнений (СОДУ) и последующее осреднение результатов. Второй подход основан на подходе Эйлера. В этом случае

строго выводится замкнутое уравнение для функции плотности вероятности (ФПВ) случайной температуры и концентрации реагента в частице.

Уравнение для температуры частицы $\Theta_p(r, t)$ с внутренним тепловыделением в результате экзотермической химической реакции

$$\rho_p c_p \frac{\partial \Theta_p}{\partial t} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_p r^2 \frac{\partial \Theta_p}{\partial r}\right) + QA\left(\frac{Z_p}{Z_g}\right)^m \left(\frac{\Theta_p}{\Theta_g}\right)^n \exp\left(-\frac{E}{R^\circ \Theta_p}\right), \tag{1}$$

где ρ_p, c_p, λ_p – плотность, теплоемкость и теплопроводность материала частицы; Q – тепловой эффект реакции; R – универсальная газовая постоянная; E – энергия активации; A – интенсивность химической реакции; Θ_g – температура окружающей среды; Z_p, Z_g – концентрации реагента внутри частицы и в окружающей среде; m, n – порядки реакции.

Уравнение для концентрации реагента в частице с коэффициентом диффузии D_p:

$$\frac{\partial Z_p}{\partial t} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(D_p r^2 \frac{\partial Z_p}{\partial r}\right) - A\left(\frac{Z_p}{Z_g}\right)^m \left(\frac{\Theta_p}{\Theta_g}\right)^n \exp\left(-\frac{E}{R^\circ \Theta_p}\right). \tag{2}$$

Граничные условия на поверхности частицы описывают тепломассообмен со средой:

$$-\lambda_p \left.\frac{\partial \Theta_p}{\partial r}\right|_{r=d_p/2} = \alpha_p\left(\Theta_p\big|_{r=d_p/2} - \Theta_g\right), \quad -D_p \left.\frac{\partial Z_p}{\partial r}\right|_{r=d_p/2} = \beta_p\left(Z_p\big|_{r=d_p/2} - Z_g\right), \tag{3}$$

где α_p, β_p – коэффициенты тепло- и массообмена; d_p – диаметр частицы.

В результате осреднения уравнений (1)–(3) по объему частицы получены уравнения для средней температуры и средней концентрации реагента внутри частицы:

$$\frac{\mathrm{d}\Theta_p(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{\tau_\Theta}\left[\Theta_g(t) - \Theta_p(t)\right] + QW\left(\Theta_p(t), Z_p(t)\right), \tag{4}$$

$$\frac{\mathrm{d}Z_p(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{\tau_Z}\left(Z_g(t) - Z_p(t)\right) - W\left(\Theta_p(t), Z_p(t)\right), \tag{5}$$

где τ_Θ, τ_Z – тепловое и диффузионное времена релаксации частицы; интенсивность

$$W\left(\Theta_p, Z_p\right) = A\left(Z_p/Z_g\right)^m \left(\Theta_p/\Theta_g\right)^n \exp\left(-E/R^\circ\Theta_p\right). \tag{6}$$

Температура среды колеблется около определенного среднего значения $\langle\ldots\rangle$:

$$\Theta_g(t) = \langle\Theta_g\rangle + \theta_g(t), \quad \langle\theta_g(t)\rangle = 0.$$

Температурные флуктуации моделируются как стационарный случайный процесс с заданной автокорреляционной функцией

$$\langle\theta_g(t')\theta_g(t'')\rangle = \langle\theta_g^2\rangle \Psi_g(t' - t'').$$

В соответствии с аксиоматикой А. Н. Колмогорова определяется индикаторная функция

$$\varphi\left(\Theta_p, Z_p, t\right) = \delta\left(\Theta_p - \Theta_p(t)\right)\delta\left(Z_p - Z_p(t)\right),$$

где Θ_p, Z_p – координаты в фазовом пространстве; $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

Используя уравнения динамики системы, получаем замкнутое уравнение для индикаторной функции (уравнение Лиувилля):

$$\frac{\partial}{\partial t}\varphi\left(\Theta_p,Z_p,t\right)+\frac{\partial}{\partial\Theta_p}\left\{\left[\frac{1}{\tau_\Theta}\left[\left\langle\Theta_g\right\rangle-\Theta_p\right]+QW\left(\Theta_p,Z_p\right)\right]\varphi\left(\Theta_p,Z_p,t\right)\right\}+$$
$$+\frac{\partial}{\partial Z_p}\left\{\left[\frac{1}{\tau_Z}\left(\left\langle Z_g\right\rangle-Z_p\right)-W\left(\Theta_p,Z_p\right)\right]\varphi\left(\Theta_p,Z_p,t\right)\right\}=-\frac{1}{\tau_\Theta}\frac{\partial}{\partial\Theta_p}\left\{\theta_g\left(t\right)\varphi\left(\Theta_p,Z_p,t\right)\right\}.$$

Функция плотности вероятности получается в результате осреднения индикаторной функции $\Phi(\Theta_p, Z_p, t) = \left\langle\varphi\left(\Theta_p,Z_p,t\right)\right\rangle$. Однако уравнение для ФПВ не замкнуто. В турбулентном потоке флуктуации температуры среды есть случайный процесс Гаусса. Для раскрытия корреляции $\left\langle\theta_g\left(t\right)\varphi\left(\Theta_p,Z_p,t\right)\right\rangle$ используется формула Фурутсу–Новикова [5]. В диффузионной аппроксимации получено замкнутое уравнение для ФПВ флуктуаций температуры и концентрации реагента в частице

$$\frac{\partial}{\partial t}\Phi\left(\Theta_p,Z_p,t\right)+\frac{\partial}{\partial\Theta_p}\left\{\left[\frac{1}{\tau_\Theta}\left(\left\langle\Theta_g\right\rangle-\Theta_p\right)+QW\left(\Theta_p,Z_p\right)\right]\Phi\left(\Theta_p,Z_p,t\right)\right\}+$$
$$+\frac{\partial}{\partial Z_p}\left\{\left[\frac{1}{\tau_Z}\left(\left\langle Z_g\right\rangle-Z_p\right)-W\left(\Theta_p,Z_p\right)\right]\Phi\left(\Theta_p,Z_p,t\right)\right\}=\frac{\left\langle\theta_g^2\right\rangle}{\tau_\Theta}\frac{\partial}{\partial\Theta_p}\left\{f_\Theta\left(\Theta_p,Z_p,t\right)\frac{\partial}{\partial\Theta_p}\Phi\left(\Theta_p,Z_p,t\right)\right\}. \quad (7)$$

Здесь функция отклика $f_\Theta(\Theta_p, Z_p, t)$ учитывает не только участие частиц в колебаниях температуры газа, но также дополнительное порождение температурных флуктуаций как результат случайного изменения в скорости химической реакции.

Вычисление случайной температуры и концентрации реагента в частице (4)–(6) осуществляется модернизированным методом Рунге–Кутта с адаптивным шагом интегрирования, обобщенным на решение СОДУ [6]. Моделирование температурных флуктуаций среды с заданной автокорреляционной функцией осуществляется на основе решения СОДУ:

$$\frac{\mathrm{d}\theta_g\left(t\right)}{\mathrm{d}t}=\frac{1}{T_E}\left[\eta_\Theta\left(t\right)-\theta_g\left(t\right)\right],\quad \left\langle\eta_\Theta\left(t'\right)\eta_\Theta\left(t''\right)\right\rangle=2\tau_0\left\langle\eta_\Theta^2\right\rangle\delta\left(t'-t''\right). \quad (8)$$

Здесь $\eta_\Theta\left(t\right)$ – дельта-коррелированный случайный процесс; $\left\langle\eta_\Theta^2\right\rangle$ – дисперсия; τ_0 – временной микромасштаб.

Построена консервативная схема для численного интегрирования замкнутого уравнения для ФПВ (8) с использованием «метода прямых». Основная идея решения уравнения для ФПВ (8) продемонстрирована на одномерном случае. Используются идеи из статей [7, 8] и подходы метода конечных объемов. Общий взгляд на уравнение для ФПВ в диффузионной аппроксимации приводит к следующей постановке задачи:

$$\frac{\partial\Phi\left(\Theta,t\right)}{\partial t}+\frac{\partial W\left(\Theta,t\right)}{\partial\Theta}=0,\quad F^*\left(\Theta,t\right)=F\left(\Theta\right)+\frac{\partial D\left(\Theta,t\right)}{\partial\Theta},\quad W\left(\Theta,t\right)=F^*\left(\Theta\right)\Phi\left(\Theta,t\right)-\frac{\partial}{\partial\Theta}\left\{D\left(\Theta,t\right)\Phi\left(\Theta,t\right)\right\}.$$

Для температурного диапазона $\Theta_{\min} \le \Theta \le \Theta_{\max}$ условие баланса ФПВ удовлетворяется, если ввести следующие граничные условия $W(\Theta_{\min}) = 0$, $W(\Theta_{\max}) = 0$. Начальное распределение ФПВ $\Phi\left(\Theta,t\right)\big|_{t=0}=\Phi_0\left(\Theta\right)$.

Результаты представлены в безразмерных переменных Θ_p^*, Z_p^*. При постоянной температуре среды уравнение температуры частицы имеет три корня. На рис. 1 изображена диаграмма Н. Н. Семенова [2] с фиксированной концентрацией реагента Z_p^* в частице. Из графика видно, что существует критическая температура Θ_{cr}^*, бесконечно малое превышение которой приводит к тепловому взрыву. Динамика теплового взрыва проиллюстрирована на рис. 2. Видно, что взрыв произойдет даже при низкой начальной температуре, равной средней температуре среды. Из-за флуктуаций скорости химической реакции колебания температуры инерционных частиц достигают высоких значений. Здесь $\Omega_\Theta = \tau_\Theta / T_E$ – параметр тепловой инерции частиц. Мы подчеркиваем, что в детерминированном случае (рис. 1) тепловой взрыв с такой начальной температурой частицы принципиально невозможен.

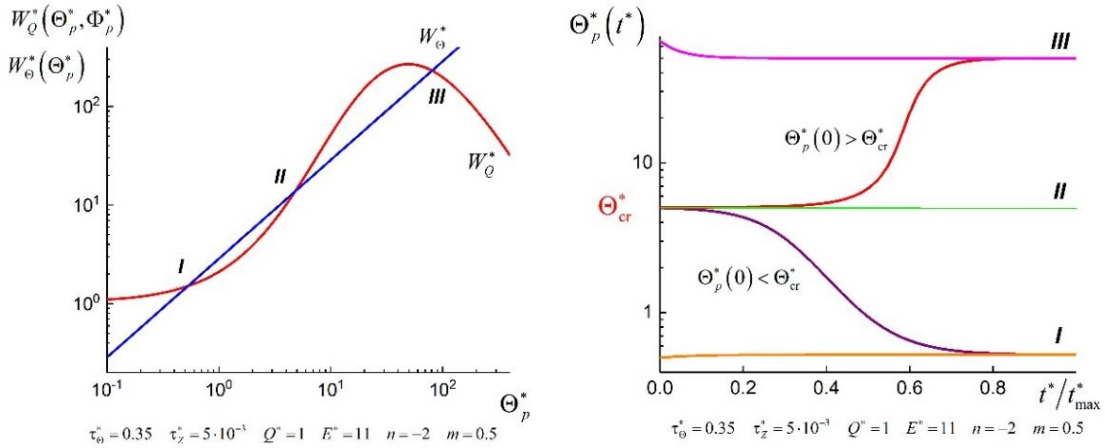


Рис. 1. Диаграмма Семенова и динамика температуры частицы около трех стационарных корней

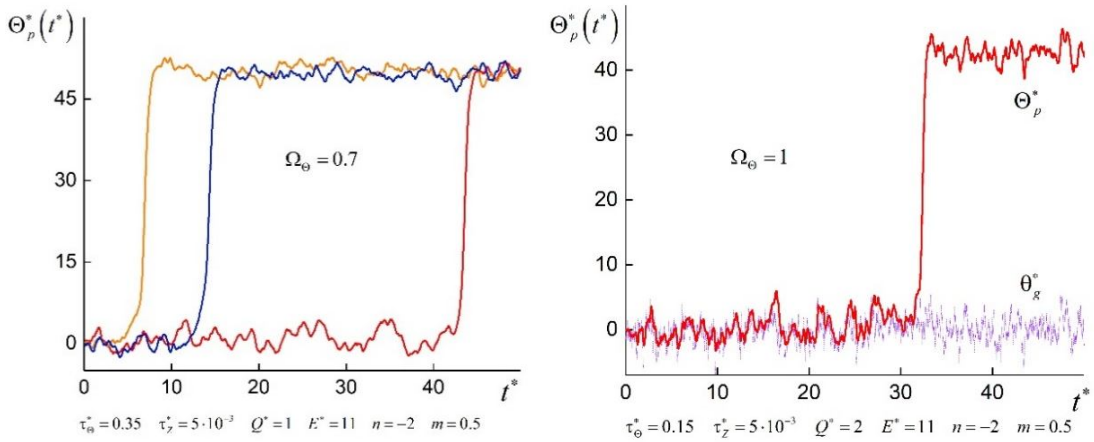


Рис. 2. Тепловой взрыв при случайной температуре окружающей среды

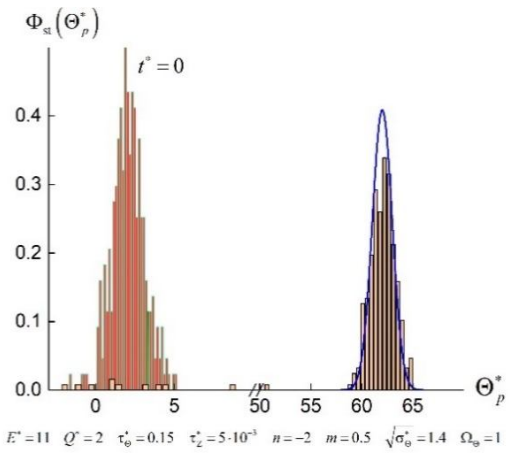


Рис. 3. ФПВ распределения температуры в стационарном случае. Гистограммы – результат прямого численного моделирования, кривые – результат решения уравнения для ФПВ (8)

Рис. 3 демонстрирует сопоставление результатов прямого численного моделирования и метода, основанного на получении ФПВ. В таких явлениях подходы на основе вероятностного описания процесса являются, на наш взгляд, наиболее удобными.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 17-08-00376).

Литература

1. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.

2. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.

3. Warnatz J., Maas U., Dibble R. Combustion: Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments, Pollutant Formation. Springer Science & Business Media, 2013.

4. Деревич И. В., Галдина Д. Д. Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. – 899 с.

5. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980.

6. Rackauckas C., Nie Qing. Adaptive methods for stochastic differential equations via natural embeddings and rejection sampling with memory // Discrete and Continous Dynamical Systems – Seris B. 2017. Vol. 22(7). P. 2731–2761.

7. Мажорова О. С. Разностные схемы для уравнения конвективной диффузии. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Т. 7. М.: Янус-К, 2008. С. 106–123.

8. Alfio Borzi, Mohammadi M., Analysis of the Chang – Cooper discretization scheme for a class of Fokker – Plank equations // J. of Numerical Mathematics. 2015.

УДК 544.454.2

ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ ТЕПЛОВОГО ВЗРЫВА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА ПО ДАННЫМ ТЕРМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Г. В. Дорогуш, А. А. Коптелов, А. А. Матвеев, А. А. Рогозина

Федеральный центр двойных технологий «Союз», г. Дзержинский, Россия

Определение параметров самовоспламенения (теплового взрыва) энергетических материалов (ЭМ) необходимо для обеспечения безопасности их производства, хранения, переработки и эксплуатации. В стандартных испытаниях ЭМ параметры теплового взрыва определяют на образцах правильной геометрической формы с характерными размерами от нескольких миллиметров до нескольких десятков миллиметров [1–3]. Для изделий сложной конфигурации и больших размеров прогнозирование теплового взрыва по техническим и экономическим соображениям возможно только расчетным путем. К числу основных исходных данных, необходимых для проведения таких расчетов, относятся кинетические характеристики экзотермической брутто-реакции термического разложения ЭМ. Кинетику разложения ЭМ чаще всего исследуют методами термического анализа (ДСК, ТГА).

Термическое разложение большинства ЭМ является сложным многостадийным процессом, протекающим с образованием реакционноспособных газообразных продуктов. В условиях реальных изделий, подвергающихся воздействию повышенных температур, эти продукты реагируют и между собой и с веществами, остающимися в конденсированной фазе. В

условиях ДСК при атмосферном давлении как продукты разложения, так и исходные летучие компоненты композиционных ЭМ могут легко удаляться (испаряться) с поверхности образцов, не участвуя в последующих реакциях. Это является одной из основных причин неудовлетворительных результатов прогнозирования параметров теплового взрыва ЭМ по кинетическим данным [4–6].

Более надежные кинетические данные могут быть получены при проведении опытов в условиях повышенных давлений и с применением герметично закрытых измерительных ячеек (тиглей). С повышением давления скорость испарения летучих компонентов ЭМ снижается, концентрация газообразных продуктов разложения в зоне реакции возрастает и пики тепловыделения закономерно сдвигаются в область более низких температур [4]. С использованием герметично закрытых тиглей при каждой фиксированной скорости нагрева пики разложения ЭМ дополнительно смещаются в сторону еще более низких температур [4].

Такое смещение пиков ДСК для октогена (HMX) показано на рис. 1. Ниже на примере этого энергетического материала рассмотрен подход к расчету параметров теплового взрыва по кинетическим данным, полученным методами термического анализа.

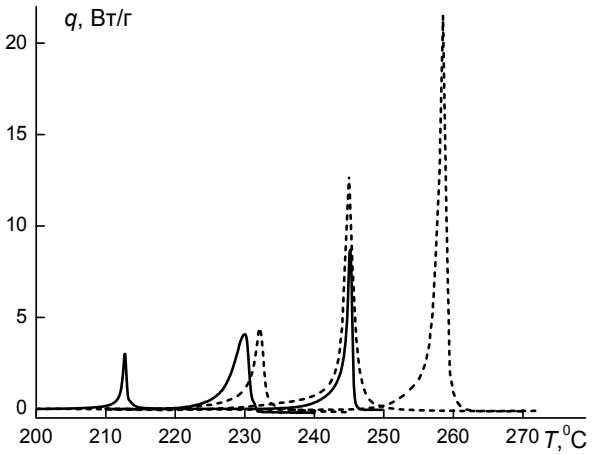


Рис. 1. Кривые ДСК термического разложения октогена, полученные с применением алюминиевых тиглей с отверстиями при давлении 100 бар (пунктир) и герметичных стальных тиглей (сплошные линии) при скоростях нагрева 0.1, 0.35 и 1.0 К/мин (слева направо)

Экзотермическая реакция разложения HMX (как и большинства других ЭМ) в герметично закрытых ячейках при любой скорости нагрева протекает при самой низкой температуре. Именно для этого случая (как наиболее опасного) необходимо определять кинетические характеристики, используемые для оценки параметров теплового взрыва. Значение энергии активации E, полученное нами методом ДСК при исследовании термического разложения HMX в герметичных тиглях в диапазоне скоростей нагрева b = 0.1–1.0 К/мин, составило 139.7±7.2 кДж/моль (расчет E проведен методом Киссинджера).

В простейшей постановке для расчета параметров теплового воспламенения необходимо совместное решение уравнений теплопроводности и кинетики:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = a(T)\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{k}{x}\frac{\partial T}{\partial x}\right] + \frac{Q}{C(T)}\frac{d\alpha}{dt}, \qquad (1)$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = A\exp\left(-\frac{E}{RT}\right) f(\alpha), \qquad (2)$$

где T – абсолютная температура, t – время, $a(T)$ – температуропроводность, x – координата, Q – теплота термического разложения, $C(T)$ – удельная теплоёмкость, α – степень разложения, R – универсальная газовая постоянная, A – предэкспоненциальный множитель, $f(\alpha)$ – «реакционная модель», k – множитель, равный 0, 1 или 2 соответственно для плоских, цилиндрических или сферических образцов.

Далее мы ограничимся решением системы (1), (2) для изопериболического режима нагрева в сферической геометрии со следующими начальными и граничными условиями:

$$T(x,0) = T_0\ , \tag{3}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x}(0,t) = 0, \quad \lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x}(r_0,t) = H[T_S - T(r_0,t)]\ , \tag{4}$$

где λ – теплопроводность HMX, T_S – температура окружающей среды, H – коэффициент теплообмена, r_0 – радиус шара.

Порядок решения рассмотрим на примере тестового варианта с использованием данных, полученных методом ODTX (One Dimensional Time to eXplosion) в Ливерморской лаборатории (LLNL) на образцах HMX в форме шара радиусом 6.35 мм [5]. В установке ODTX исследуемые образцы в начальный момент времени (t = 0) зажимаются между двумя нагретыми до заданной температуры массивными алюминиевыми блоками. Регистрируемые сигналы – температура блоков и время задержки теплового взрыва. Наилучшая аппроксимация экспериментальных данных для HMX в работе [5] получена с использованием кинетической модели Prout-Tompkins [7]

$$f(\alpha) = (1-\alpha)^n[1 - j(1-\alpha)]^m \tag{5}$$

при следующих значениях характеристик: E = 158.5 кДж·моль$^{-1}$, $A = 9.09\cdot10^{14}$ с$^{-1}$, n = 0, m = 1, j = 0.999999999. Теплофизические характеристики (ТФХ) HMX (λ, C, a) при температурах от 25 до 275 °C приведены в работе [8]. Для кинетической модели (5) в рассматриваемом варианте формула для расчета скорости разложения имеет вид

$$\frac{d\alpha}{dt} = A(1-j)\exp\left(-\frac{E}{RT}\right)\exp\left(jA\int_0^t \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)dt\right). \tag{6}$$

При подстановке выражения (6) в уравнение (1) задача сводится к одному уравнению теплопроводности с источником, которое мы решали в среде Mathcad.

Задавая определенное значение T_S, изменяли время счета. По достижении некоторого момента $t = \tau$ счет прекращался в связи с очень быстрым ростом температуры T. Этот момент τ соответствует времени задержки самовоспламенения (теплового взрыва). Результаты расчета, приведенные на рис. 2 (кривая *1*), хорошо согласуются с данными LLNL (экспериментальные данные [5] получены для диапазона 10–10000 с, наш расчет продолжен до 10^7 с).

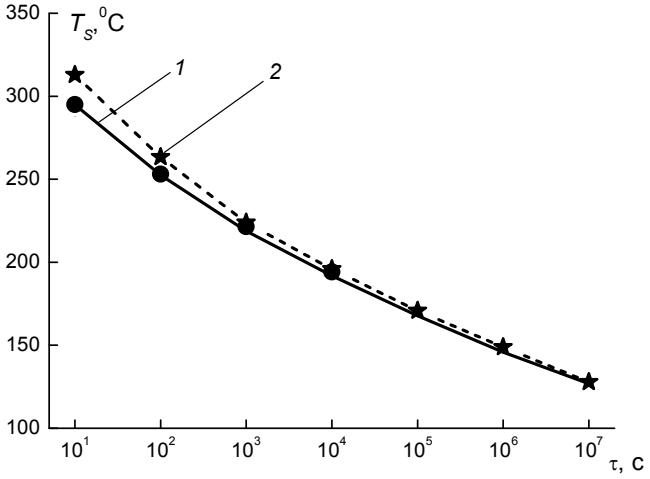


Рис. 2. Соотношение между температурой окружающей среды и временем задержки теплового взрыва образцов октогена: 1 – расчет при E = 158.5 кДж/моль (точки – экспериментальные данные LLNL [5]); 2 – расчет по нашим кинетическим данным (см. текст)

При расчете варианта с нашим экспериментальным значением энергии активации (139.7 кДж/моль) величину A подбирали таким образом, чтобы сумма модулей отклонений температур, соответствующих максимуму скорости тепловыделения при степени разложения $\alpha = 0.999$, от температур максимумов экспериментальных пиков ДСК при скоростях нагрева от 0.1 до 1.0 К/мин была минимальной. Сравнение расчета и эксперимента для разных моделей $f(\alpha)$, характеризующихся индивидуальными значениями A, иллюстрируется рис. 3.

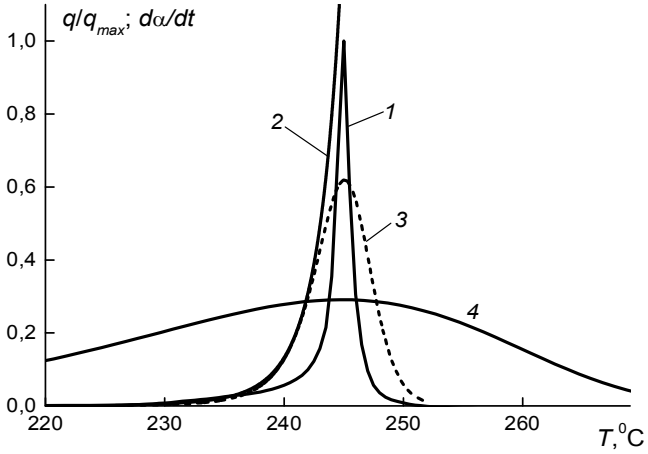


Рис. 3. Экспериментальный пик ДСК (*1*) при b = 1 К/мин и скорости термического разложения HMX, рассчитанные по уравнению Prout–Tompkins при n = 0, m = 1 (*2*), по уравнению автокатализа первого порядка (*3*) и реакции первого порядка (*4*). Кривые *2*, *3*, *4* построены без соблюдения масштаба по оси ординат

Для модели (5) (кривая 2 на рис. 3) при выбранном значении $j = 0.999$ предэкспоненциальный множитель $A = 1.01 \cdot 10^{12}$ с$^{-1}$. Расчет $\tau(T_S)$ по нашим кинетическим данным приведен на рис. 2 (точки *2*). В целом соответствие результатов расчета и данных эксперимента [5] удовлетворительное, однако, при каждой температуре T_S период задержки взрыва несколько больше полученного методом ODTX. Основная причина расхождения заключается в том, что в условиях ODTX степень заполнения измерительной ячейки (сферы) энергетическим материалом составляет обычно не менее 0.95 от теоретической. В опытах ДСК при использовании стальных герметичных тиглей объемом 30 мкл нельзя допускать степени заполнения более 0.05 из-за возможности разрушения элементов прибора.

Низкие значения τ на рис. 2 соответствуют очень высоким значениям T_S. Необходимо отметить, что октоген мгновенно воспламеняется в момент его плавления ($T_m \approx 277$ °C). Регистрируемые периоды задержки воспламенения при $T_S > T_m$ – это интервалы времени, необходимые для нагрева поверхности образца до температуры T_m.

Литература

1. Burnham A. K., Weese R. K., Wardell J. F., Tran T. D., Wemhoff A. P., Koerner J. G., Maienschein J. L. Can thermal analysis reliably predict thermal cookoff behavior? // 13th Intern. Detonation Symposium. Norfolk, VA, United States. July 23–28, 2006. UCRL-CONF-222234.

2. Qin Pei-wen, Zhao Xiao-bin, Qin Chao, Cheng Li-guo, Su Jing, Guan Hong-bo. Size effects of thermal safety of NEPE propellant // Chinese J. of Explosives and Propellants. 2016. Vol. 39, No. 1. P. 84–88.

3. Попок В. Н., Ильиных К. Ф. Тепловой взрыв смесевых энергетических материалов на основе различных горючих-связующих и окислителей // Бутлеровские сообщения. 2013. Т. 33, № 3. С. 42–48.

4. Милёхин Ю. М., Коптелов А. А., Баранец Ю. Н., Рогозина А. А. Зависимость параметров термического разложения энергетических материалов от условий проведения экспериментов // Журнал прикладной химии. 2015. Т. 88, вып. 7. С. 1043–1050.

5. Burnham A. K., Weese R. K., Wemhoff A. P., Maienschein J. L. A historical and current perspective on predicting thermal cookoff behavior // J. of Thermal Analysis and Calorimetry. 2007. Vol. 89, No. 2. P. 407–415.

6. Коптелов А. А., Милёхин Ю. М., Садовничий Д. Н., Шишов Н. И. Особенности применения дифференциальной сканирующей калориметрии к исследованию кинетики термического разложения энергетических материалов // ТВТ. 2008. Т. 46, № 2. С. 290–304.

7. Vyazovkin S., Burnham A. K., Criado J. M., Perez-Maqueda L. A., Popescu C., Sbirrazzuoli N. ICTAC Kinetics Committee recommendations for performing kinetic computations on thermal analysis data // Thermochimica Acta. 2011. Vol. 520. P. 1–19.

8. Wemhoff A. P., Burnham A. K. Comparison of the ALE3D and AKTS thermal safety computer codes for calculating times to explosion in ODTX and STEX thermal cookoff experiments. 2006. UCRL-TR-220687.

УДК 620.91:544.344.015.4

УСТАНОВКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВОДА–ЛЕД

И. Г. Ершова, Д. В. Поручиков

ФГБНУ "Федеральный научный агроинженерный центр ВИМ", г. Москва, Россия

Цель исследования – разработать исходные требования к теплообменнику экспериментальной установки для получения энергии фазового перехода вода–лёд.

Задачи исследования:

1) разработать функционально-технологическую схему теплообменного оборудования для получения энергии фазового перехода вода–лёд,

2) провести экспериментальные исследования по теплофизическим (температура замерзания, ph) и электрофизическому (удельной электропроводности) параметрам теплоносителя (солевого раствора различной концентрации), при электрофизическом воздействии (поля СВЧ, ЭГ воздействия),

3) разработать схему теплообменника экспериментальной установки для получения энергии фазового перехода вода–лёд,

4) разработать исходные требования к теплообменнику экспериментальной установки для получения энергии фазового перехода вода–лёд,

Для повышения обеспеченности производственных сельскохозяйственных объектов отечественным теплоэнергетическим оборудованием предусмотрена разработка теплообменного оборудования.

Проведенный патентный поиск показал, что разработка конструкции теплового насоса и получение энергии фазового перехода вода–лед – актуальные вопросы. Патентный поиск по сайту ВОИС показал, что в настоящее время ведутся исследования по применению энергии фазового перехода вода–лед, так, в России получено 258 патентов по данной теме.

Европейское патентное ведомство уточняет, что страны, проявляющие интерес (в процентном соотношении полученных патентов), следующие: Китай – около 58%, Канада – 16%, Япония – 10%, Корея, Великобритания, Германия – 5%.

Разработана энергоресурсосберегающая система поддержания микроклимата сельскохозяйственного объекта при помощи теплового насоса [1] (рис. 1). Основными источниками энергии в энергоресурсосберегающей установке являются: возобновляемый источник энер-

гии (солнечный источник тепловой энергии, низкопотенциальный источник энергии грунта), и искусственный источник энергии, вход которого через блок управления связан с переключателями пульта управления, выход через электрический регулятор подключен к турбине, объекту отопления и абсорбционной холодильной машине.

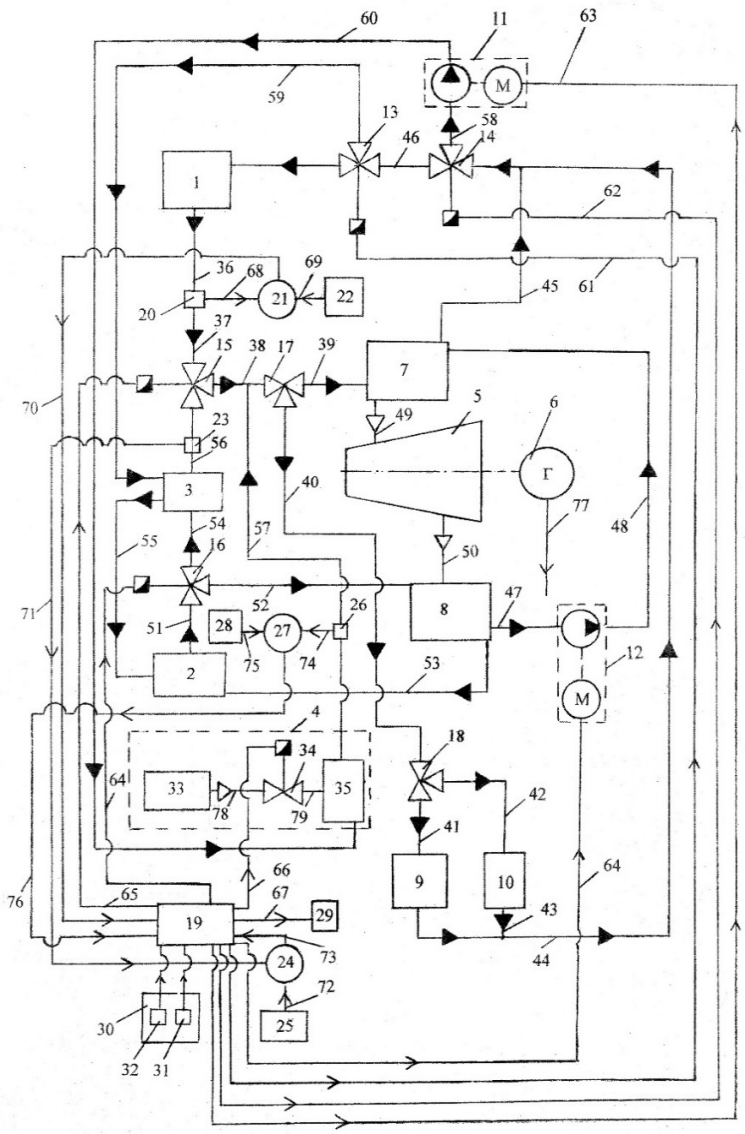


Рис. 1. Принципиальная схема энергоресурсосберегающей системы: 1 – солнечный источник тепловой энергии; 2 – низкопотенциальный источник энергии; 3 – геотермальный тепловой насос; 4 – искусственный источник тепловой энергии; 5 – турбина; 6 – генератор; 7 – испаритель; 8 – конденсатор; 9 – объект отопления; 10 – абсорбционная холодильная машина; 11, 12 – электрические насосы; 13, 14, 15, 16; 17, 18 – электрические регуляторы; 19 - блок управления; 20, 23, 26 – датчики температуры; 21, 24, 27 – блок сравнения; 22, 25, 28 – задатчики; 29 – сигнализатор; 30 – эксплуатационный пульт управления; 31 – переключатель ВИЭ; 32 – переключатель ИИЭ; 33 – газовый баллон; 34 – электромагнитный клапан; 35 – газовый котел; 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60 – каналы теплоносителей; 47, 48, 49, 50 – каналы низкокипящего вещества; 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67 – каналы подачи электроэнергии; 68, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76 – каналы подачи электрических сигналов; 77 – канал передачи электроэнергии к потребителю; 78, 79 – каналы подачи газа в котел [1]

К недостаткам геотермальных тепловых насосов, используемых для отопления, следует отнести большую стоимость установленного оборудования, необходимость сложного и дорогого монтажа внешних подземных или подводных теплообменных контуров. В разрабо-

танной конструкции экспериментальной установки этот недостаток устраняется путем использования теплообменного оборудования с теплонаносной установкой для получения энергии фазового перехода вода–лед.

Разрабатывается экспериментальный образец энергосберегающего, экологичного теплообменного оборудования с использованием энергии фазового перехода вода–лед для поддержания микроклимата сельскохозяйственного объекта, который имеет следующее преимущество по отношению к отечественным (рис. 1) и зарубежным аналогам: исключение необходимости сложного и дорогого монтажа внешних подземных или подводных теплообменных контуров.

Одним из вариантов снижения энергоёмкости продукции сельского хозяйства является использование схем теплонасосных установок [2]. Проблемой использования тепловых насосов в зимний период времени является обмерзание теплообменников. Аналогичные ограничения возникают и при использовании в качестве источника энергии теплоносителей с низкой температурой [3].

Разработана функционально-технологическая схема экспериментального образца теплообменного оборудования (рис. 2). В данной схеме предусмотрен теплообменник 1 с дополнительными емкостями для электрофизической обработки солевого раствора и для сбора льда. Обработка электрофизическим воздействием происходит с целью понижения температуры замерзания теплоносителя, что подтверждено экспериментально. Солнечный коллектор 2 предназначен для нагрева льда для получения водоледяной смеси температурой близкой к 0 °С (до +1 °С), затем используемой для охлаждения сельскохозяйственного объекта.

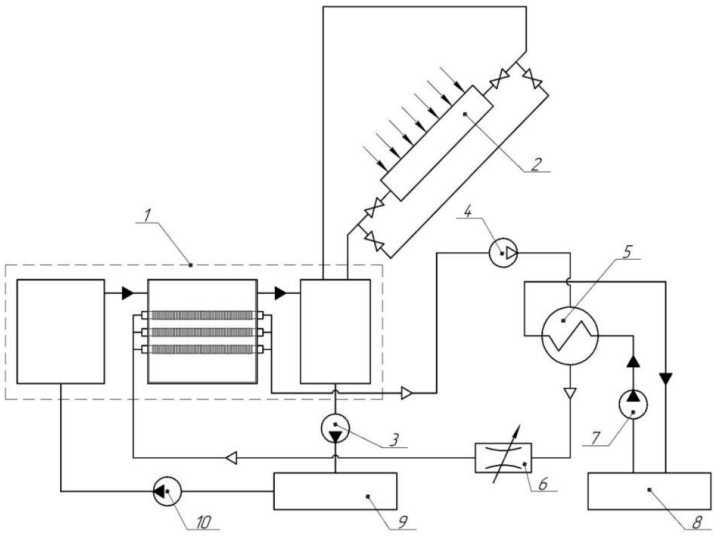


Рис. 2. Функционально-технологическая схема теплообменного оборудования: 1 – теплообменник с дополнительными емкостями для электрофизической обработки солевого раствора и для сбора льда, 2 – солнечный коллектор, 3, 7, 10 – циркуляционный насос, 4 – компрессор, 5 – конденсатор, 6 – дроссельный вентиль, 8 – потребитель тепла, 9 – потребитель холода

Для оценки исходных требований к теплообменнику для получения энергии фазового перехода вода–лед и при его проектировании необходимы экспериментальные исследования по теплофизическим и электрофизическим параметрам теплоносителя.

Проведенные исследования показали, что при воздействии электромагнитного поля сверхвысокой частоты (ЭМП СВЧ) (микроволновая печь Mystery MMW-2315G) мощностью 800 Вт, частотой магнетрона 2450 МГц, продолжительностью обработки 30, 60, 120 с на раствор хлорида натрия концентрацией выше 20% наблюдается понижение температуры замерзания раствора [4]. Температуру замерзания определяли с помощью рефрактометра. Понижение температуры замерзания для раствора концентрацией 20% происходит с –16,6 до

–18,5 °С, для эвтектического раствора концентрацией 23,1% происходит понижение температуры замерзания с –21,2 до –25 °С.

Составлена матрица планирования эксперимента по оптимизации режимов регулирования электрофизического воздействия на солевой раствор. Пользуясь методикой трехфакторного активного планирования эксперимента типа 2^3 и программой «Statistic V5.0» [5] построены следующие поверхности откликов и их двумерные сечения в изолиниях: температуры замерзания, кислотности и удельной электропроводности солевого раствора (рис. 3).

Эмпирическое выражение модели температуры замерзания раствора в зависимости от продолжительности обработки ЭМП СВЧ и концентрации раствора:

$$t_з = –0{,}6693 – 0{,}0018\tau – 0{,}1037c + 6{,}5789\cdot10^{-5}\tau^2 – 0{,}0013\tau c – 0{,}0353c^2. \quad (1)$$

При обработке ЭГ-воздействием (напряженность 35 кВ, электрическая емкость 0,2 мкФ, расстояние воздушного зазора 10 мм, между электродами 10 мм, форма электродов «острие-плоскость», 1000 разрядов) водопроводной воды объемом 2,5 л при 20 °С температура замерзания не изменилась. При воздействии на 20%-й раствор наблюдается понижение температуры замерзания с –16,6 до –19 °С (количество разрядов 120, 350, 500, 750, 1000). При обработке ЭГ-воздействием (напряженность 46 кВ, электрическая емкость 0,2 мкФ, расстояние воздушного зазора 12 мм, между электродами 10 мм, форма электродов «острие–плоскость») на 23,1%-й раствор температура замерзания не изменилась (рис. 4).

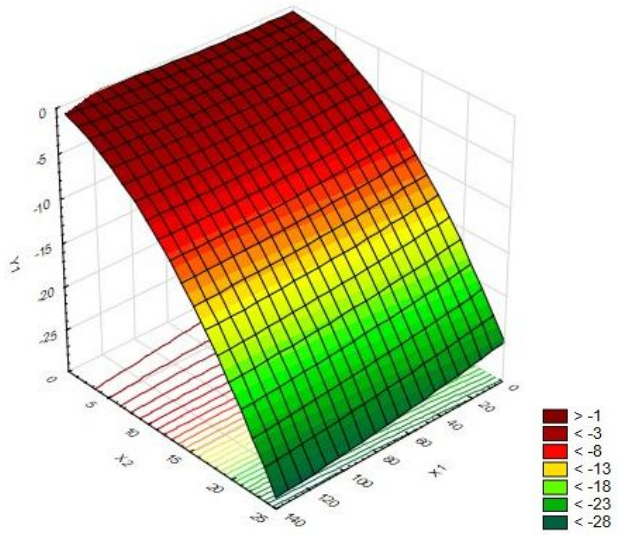


Рис. 3. Двумерные сечения в изолиниях и поверхность отклика трехфакторной модели температуры замерзания раствора в зависимости от продолжительности обработки ЭМП СВЧ и концентрации раствора

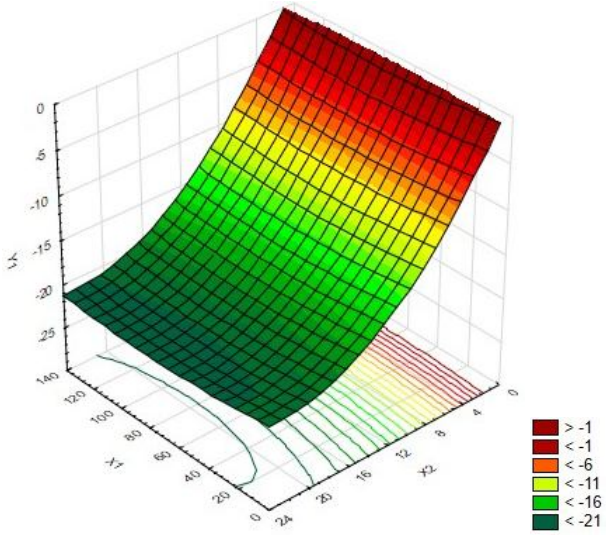


Рис. 4. Двумерные сечения в изолиниях и поверхность отклика трехфакторной модели температуры замерзания раствора в зависимости от количества разрядов (ЭГ удара) и концентрации раствора

Эмпирическое выражение модели температуры замерзания раствора в зависимости от количества разрядов (ЭГ удара) и концентрации раствора:

$$t_з = 2{,}4317 – 0{,}0236n – 1{,}9994c + 0{,}0002n^2 – 0{,}0002nc + 0{,}0435c^2. \quad (2)$$

Применяем в качестве теплоносителя солевой раствор концентрацией 20%, температура замерзания которого составляет –16,6 °С. После обработки ЭМП СВЧ (микроволновая печь Mystery MMW-2315G, частота магнетрона 2450 МГц, номинальная мощность 800 Вт) солевой раствор, температура замерзания которого составит –18,5 °С поступает в бак теплообменника.

Литература

1. Патент 109507 РФ, МПК F03G6/00 (2006.01). Энергоресурсосберегающая установка / И. Г. Васильева, В. Н. Тимофеев. № 2011119127/06; заявл. 12.05.2011; опубл. 20.10.2011. Бюл. № 29.
2. Belova M. V., Novikova G. V., Ershova I. G., Ershov M. A., Mikhailova O. V. Innovations in Technologies of Agricultural Raw Materials Processing // ARPN J. of Engineering and Applied Sciences. 2016. Vol. 11, No. 6. C. 1269–1277.
3. Васильев А. Н., Тутунина Е. В. Результаты предварительной экспериментальной проверки использования низкотемпературных теплоносителей при работе тепловых насосов // Весник аграрной науки Дона. 2018. № 3 (43). С. 62–67.
4. Родионова А. В., Боровков М. С., Ершов М. А. Обоснование выбранной частоты электромагнитных излучений при физиопрофилактике крольчат // Нива Поволжья. 2012. № 1(22). С. 108–110.
5. Спирин Н. А., Лавров В. В. Методы планирования и обработки результатов инженерного эксперимента. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2004. – 357 с.

УДК [544.452.2 + 536.242]:519.6

МЕТОДЫ ОЦЕНКИ РЕГРЕССИИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПЛАМЕНИ ПО ПОВЕРХНОСТИ ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА

А. И. Карпов, А. А. Шаклеин, А. А. Болкисев

Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, г. Ижевск, Россия

Исследование процесса распространения пламени по поверхности горючего материала представляет интерес с точки зрения развития теории горения и тепломассопереноса, что, в конечном итоге, позволит применять новые методы по повышению пожаробезопасности и снижению горючести современных конструкционных материалов, таких как полимеры. В работе рассматривается задача оценки регрессии поверхности горючего материала при распространении пламени по его поверхности. Учет выгорания поверхности позволит определять размер горящей области и проводить расчеты горения материалов с уступами и выступами. В качестве исследуемого материала рассматривается полиметилметакрилат (ПММА).

Математическая модель, описывающая процесс распространения пламени по поверхности горючего материала, имеет вид [1, 2]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j}=0, \tag{1}$$

$$\rho\frac{\partial u_i}{\partial t}+\rho u_j\frac{\partial u_i}{\partial x_j}=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\mu\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\left(\rho_a-\rho\right)g_i, \tag{2}$$

$$\rho C\frac{\partial T}{\partial t}+\rho u_j C\frac{\partial T}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\lambda\frac{\partial T}{\partial x_j}+\rho WQ, \tag{3}$$

$$\rho\frac{\partial Y_F}{\partial t}+\rho u_j\frac{\partial Y_F}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\rho D\frac{\partial Y_F}{\partial x_j}-\nu_F\rho W\,, \tag{4}$$

$$\rho\frac{\partial Y_O}{\partial t}+\rho u_j\frac{\partial Y_O}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\rho D\frac{\partial Y_O}{\partial x_j}-\nu_O\rho W\,, \tag{5}$$

$$\rho\frac{\partial Y_P}{\partial t}+\rho u_j\frac{\partial Y_P}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\rho D\frac{\partial Y_P}{\partial x_j}+\left(\nu_F+\nu_O\right)\rho W\,, \tag{6}$$

$$p=\rho\frac{R_0}{M}T\,. \tag{7}$$

В процессе пиролиза на поверхности горючего материала выделяется мономер ($C_5H_8O_2$), который под действием температуры разлагается на более легкие горючие компоненты (H_2, CO и т. д.). Поскольку в работе рассматривается макрореакция вида

$$\nu_F F+\nu_O O+I\rightarrow\nu_P P+I\,, \tag{8}$$

в качестве горючего принимается эффективная смесь мономера с продуктами его термического разложения с молярной массой 50 г/моль, окислителем является кислород (O_2), продуктами – смесь CO_2 и H_2O, инертным компонентом – азот (N_2).

При этом скорость газофазной реакции горения формулируется в виде зависимости Аррениуса

$$W=kY_FY_O\exp\left(-E/R_0T\right). \tag{9}$$

Твердый материал описывается уравнением сохранения энергии вида

$$\rho_sC_s\frac{\partial T_s}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x_j}\lambda_s\frac{\partial T_s}{\partial x_j}+\rho_sW_sQ_s\,. \tag{10}$$

В твердом материале рассматривается реакция пиролиза

$$PMMA\rightarrow MMA\,, \tag{11}$$

скорость которой

$$W_s=\left(1-\alpha\right)^n k_s\exp\left(-E_s/R_0T_s\right). \tag{12}$$

Степень превращения для реакции пиролиза ненулевого порядка определяется в виде

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t}=W_s\,. \tag{13}$$

При этом скорость регрессии горящей поверхности материала (скорость газификации горючего материала на поверхности) определяется линейным интегралом от объемной скорости пиролиза материала по толщине образца

$$u_s=\int_h W_s\mathrm{d}x\,. \tag{14}$$

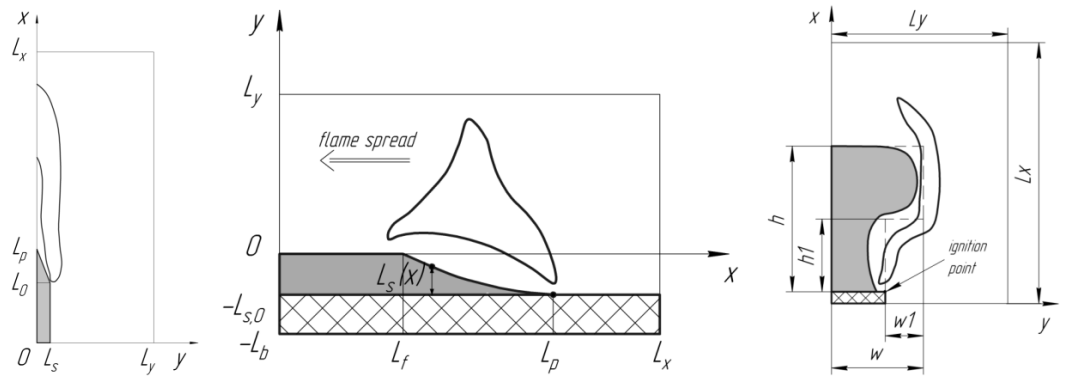
Толщина выгоревшего материала определяется интегрированием скорости газификации по времени

$$h_{burnt} = \int_t u_s \mathrm{d}t \,. \tag{15}$$

Рассматриваются два способа учета регрессии горючего материала. Первый подход (I) заключается в выключении из расчета u_s областей твердого материала, которые не удовлетворяют условию $h_{burnt} < x < h$. При этом поверхность горючего материала не изменяется со временем в процессе горения, поэтому данный подход применим для случаев, при которых форма материала в процессе горения изменяется несущественно. В рамках второго способа (II) осуществляется динамическое изменение граничных условий в задаче таким образом, чтобы область с выгоревшим твердым материалом описывалась уравнениями газовой фазы. Данный подход позволяет адекватно описывать горение толстых изделий из горючих материалов, форма которых в процессе горения подвергается значительному изменению.

Краевые условия для уравнений представленной выше модели приведены в [1, 2].

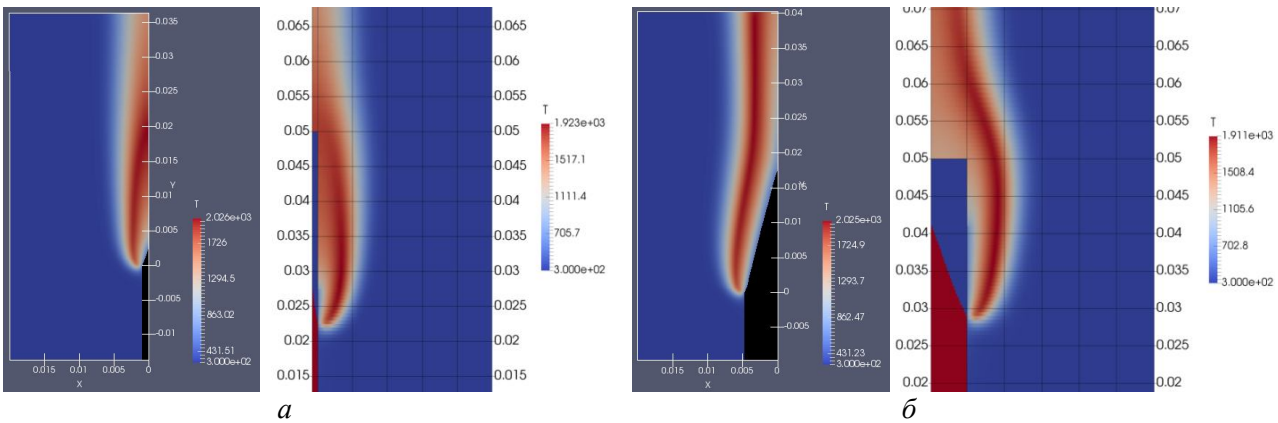
Оценочные расчеты проводятся для задач распространения пламени при горизонтальной и вертикальной ориентациях горящей поверхности (рис. 1). Для проведения расчетов используется как собственный программный код, так и модифицированный пакет OpenFOAM.



а *б* *в*

Рис. 1. Схемы рассматриваемых конфигураций распространения пламени: *а* – вертикальная, вниз; *б* – горизонтальная; *в* – комбинированная, вверх

Исследуется распространение пламени по вертикальной поверхности горючего материала вниз (рис. 1, *а*). Показано, что применение подхода I для описания выгорания позволяет адекватно описать процесс распространения пламени по тонкому образцу (рис. 2, *а*). Однако при увеличении толщины образца (рис. 2, *б*) форма пламени из-за наличия большой области с выгоревшим исходным материалом существенно отличается от результатов расчета выгорания по подходу II.



а *б*

Рис. 2. Температурные поля газовой фазы при различной толщине образца: а – 2 мм; б – 9.6 мм (метод учета выгорания: справа – I, слева – II)

Рассмотрено распространение пламени по горизонтальной поверхности горючего материала (рис. 1, *б*) (пламя распространяется справа налево). Показано, что метод учета выгорания не влияет на локальные параметры вблизи фронта пламени, а, следовательно, и на скорость распространения пламени (рис. 3). Однако выбранный подход влияет на положение и форму второго носика пламени, расположенного в хвостовой части (рис. 4).

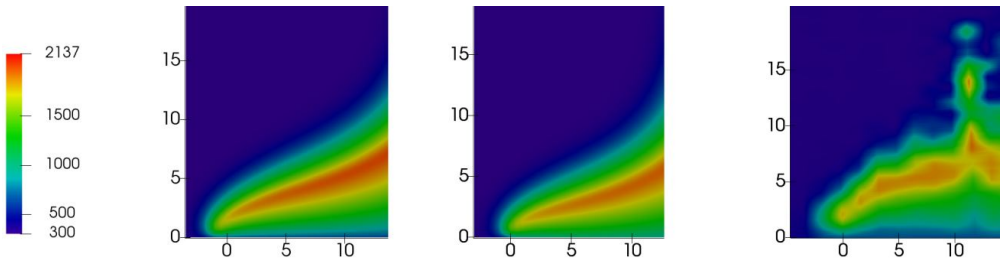


Рис. 3. Поле температур у носика пламени, слева-направо: расчет (I), расчет (II), эксперимент [2]

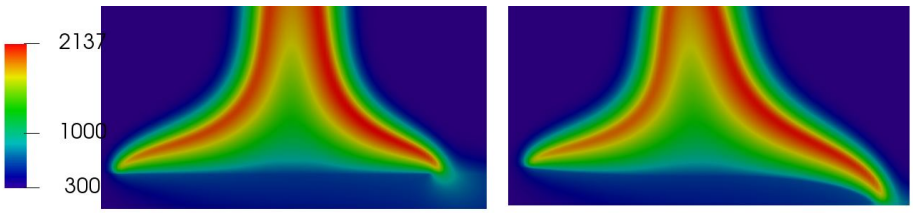


Рис. 4. Поле температур, слева-направо: расчет (I), расчет (II)

Для оценки возможности проведения расчетов распространения пламени по фасадам была предложена 3-я конфигурация, в рамках которой рассмотрено горение образца с уступом (рис. 1, *в*). При этом в данной конфигурации использовался подход оценки выгорания II. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными проведено по изменению формы поверхности в результате выгорания (рис. 5). Показано, что предложенная модель выгорания II позволяет адекватно описать регрессию горючего материала с поверхностью сложной формы.

На рис. 6 представлено поле температур в газовой фазе и твердом теле. Следует отметить, что реагирующий газ, обтекая поверхность, создает определенную структуру пламени, форма которой определяется геометрией еще несгоревшей части исходного образца. При этом, не представляется возможным описание данной структуры с применением подхода I.

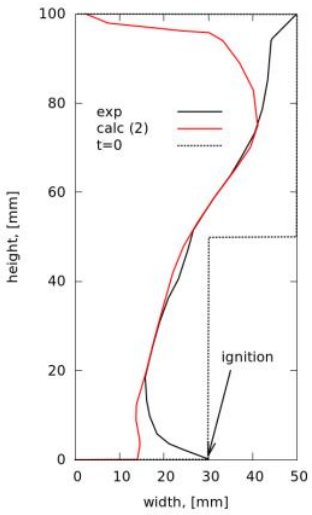


Рис. 5. Схема выгорания, момент времени 1800 с после зажигания, эксперимент [3] и расчет

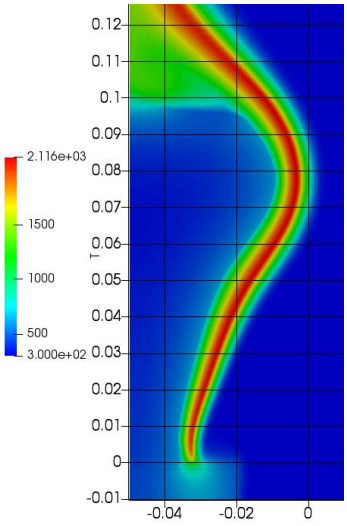


Рис. 6. Поле температуры в момент времени 1800 с после зажигания, расчет

В рамках выполненной работы показаны методики оценки регрессии горючего материала при распространении пламени по его поверхности. Сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными демонстрируют адекватность предложенного метода с перемещением межфазной границы и возможность его применения для описания распространения пламени по конструкциям сложной формы.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 19-79-00097).

Литература

1. Korobeinichev O. P., Karpov A. I., Bolkisev A. A., Shaklein A. A., Gonchikzhapov M. B., Paletsky A. A., Tereshchenko A. G., Shmakov A. G., Gerasimov I. E., Kumar A. An experimental and numerical study of thermal and chemical structure of downward flame spread over PMMA surface in still air // Proceedings of the Combustion Institute. 2019. Vol. 37, iss. 3. P. 4017–4024.

2. Karpov A. I., Korobeinichev O. P., Shaklein A. A., Bolkisev A. A., Kumar A., Shmakov A. G. Numerical study of horizontal flame spread over PMMA surface in still air // Applied Thermal Engineering. 2018. Vol. 144. P. 937–944.

3. Sarma S., Chakraborty A., Manu N. M., Muruganandam T.M., Raghavan V., Chakravarthy S.R. Spatio-temporal structure of vertically spreading flame over non-planar PMMA surfaces // Proceedings of the Combustion Institute. 2017. Vol. 36, iss. 2. P. 3027–3035.

УДК 534.222.2

МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ В КАНАЛАХ И ТРУБАХ, ЗАПОЛНЕННЫХ ГАЗООБРАЗНОЙ РЕАГИРУЮЩЕЙ СМЕСЬЮ

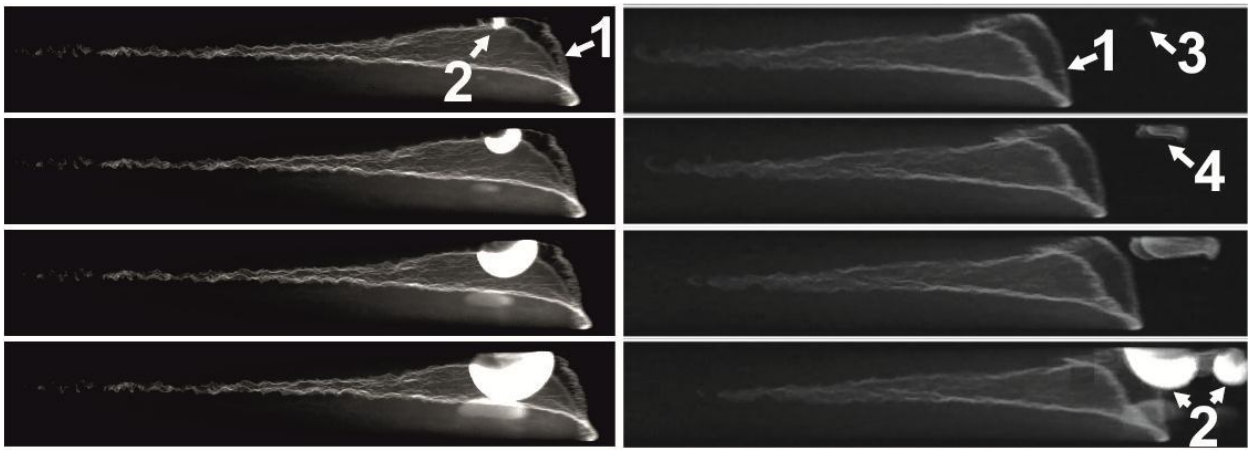
А. Д. Киверин[1], П. Н. Кривошеев[2], А. О. Новицкий[2], О. Г. Пенязьков[2], А. Е. Смыгалина[1], И. С. Яковенко[1]

[1]Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Исследование переходных режимов горения является основой как для решения задач взрывобезопасности, так и для задач энергоэффективного использования горючих составов. При этом следует выделить ключевую роль режимов горения с ускоренным распространением пламени и переходом к детонации, так как именно детонация представляется, с одной стороны, как наиболее опасный фактор [1], а с другой стороны, как весьма энергоэффективный режим сжигания топливных составов [2]. Важно отметить, что для задач взрывобезопасности и энергетики необходима достоверная оценка критериев возникновения детонации. Вероятность инициирования детонации определяется рядом параметров, включая химическую активность смеси, ее термодинамическое состояние, геометрию камеры сгорания и др. При этом эмпирические данные имеются лишь для ограниченного класса горючих смесей и условий их сжигания. Как правило, речь идет о гладких прямых каналах или каналах с препятствиями, заполненных предварительно перемешанной горючей смесью при заданном давлении и комнатной температуре. Здесь стоит отметить, что даже для столь упрощенной постановки задачи физически обоснованных критериев перехода к детонации в настоящее время не существует. В недавней работе [3] была проведена классификация возможных режимов развития ускоряющихся пламён в каналах, включая режимы с переходом в детона-

цию. На основе полученных в [3] данных, в работе [4] была предложена методика количественной оценки пределов перехода к детонации, апробированная на доступных экспериментальных данных по переходу в детонацию в смесях на основе водорода [5–9]. С целью определения области применимости предложенной в [4] методики и для более детального изучения особенностей развития того или иного режима высокоскоростного горения и перехода к детонации, в рамках настоящего исследования поставлена задача исследовать процесс перехода к детонации в ацетилен-кислородной смеси, являющейся одним из перспективных топлив для детонационных ракетных двигателей [10].

Для достижения поставленной цели была проведена серия экспериментов по распространению пламени в гладкой трубе круглого сечения, заполненной ацетилен-кислородными смесями с различной степенью разбавления азотом при давлении до 0.2 атм и комнатной температуре. Пламя инициировалось точечным источником вблизи одного из закрытых торцов трубки и далее распространялось с ускорением, переходя, в конечном счете, в детонацию. Эксперименты показали, что в зависимости от состава смеси (степени разбавления стехиометрической ацетилен-кислородной смеси азотом) наблюдается два различных режима формирования детонации. В смесях с малым содержанием азота (до 47.5±7.5%) переход горения в детонацию наблюдался непосредственно на фронте пламени (рисунок, *а*), что соответствует режиму перехода у детонации в высокоактивных смесях, впервые описанному в работе [11]. В смесях с большей степенью разбавления азотом переход в детонацию происходил как следствие локального воспламенения на расстоянии перед фронтом пламени (рисунок, *б*). Согласно классификации, представленной в [3], этот режим реализуется в менее активных горючих смесях, что ранее наблюдалось, к примеру, в углеводородно-воздушных смесях [12], ацетилен-кислородных смесях, разбавленных азотом либо аргоном [13, 14], и водород-кислородных смесях при пониженном давлении [5]. Здесь стоит отметить, что разбавление ацетилен-кислородной смеси азотом ведет к снижению интенсивности горения, что соответствует переходу от более химически активной смеси к менее химически активной.



а *б*

Визуализация процесса формирования детонации согласно двум режимам: (*а*) в результате перехода горения в детонацию на фронте ускоренного пламени (ацетилен-кислородная смесь, разбавленная 40% азота) и (*б*) в результате локального самовоспламенения с дальнейшим формированием детонационной волны на расстоянии перед фронтом пламени (ацетилен-кислородная смесь, разбавленная 55% азота): 1 – фронт пламени, 2 – фронт детонации, 3 – очаг самовоспламенения, 4 – волна реакции, развивающаяся от очага самовоспламенения. Направление распространения пламени – слева направо

Ранее в [4] на основе представленной в [3] классификации режимов высокоскоростного горения и перехода к детонации была предложена методика оценки пределов реализации того или иного режима в зависимости от начального состава смеси и начальных термодинами-

ческих условий. При проведении аналогичного параметрического исследования для ацетилен-кислородных смесей, разбавленных азотом, в настоящей работе было получено, что реализация перехода к детонации непосредственно на фронте пламени оказывается возможным лишь в смесях, содержащих не более 40% азота (в ходе параметрического исследования шаг изменения состава в окрестности концентрационного предела составлял 1%). В смесях с большей степенью разбавления азотом возможно лишь формирование детонации по механизму возникновения горячих точек перед фронтом пламени, предположительно на контактном разрыве, возникающем при пересечении двух ударных волн, формируемых на стадии ускорения пламени, аналогично наблюдениям в работах [5, 12].

В заключении отметим, что в рамках проведенного исследования впервые экспериментально получен концентрационный предел между двумя существенно различающимися режимами перехода горения в детонацию. При этом важно отметить, что предложенная ранее в [4] методика количественной оценки предела показала хорошее количественное согласие с экспериментальными данными. Погрешность (расчетное значение 39.5±0.5% по сравнению с полученным экспериментально значением 47.5±7.5%), в свою очередь, предположительно может быть связана с неточностью модельного представления химической кинетики окисления ацетилена (в настоящей работе использовался механизм [15]). В связи с этим, важной задачей является как уточнение кинетических механизмов, так и более многосторонний анализ области применимости предложенных в [4] критериев.

Литература

1. Ng H. D., Lee J. Comments on explosion problems for hydrogen safety // J. Loss Prev. Process Ind. 2008. Vol. 21(2). P. 136–146.

2. Zel'dovich Y. To the question of energy use of detonation combustion // J. of Propulsion and Power. 2006. Vol. 22(3). P. 588–592.

3. Kiverin A., Yakovenko I., Ivanov M. On the structure and stability of supersonic hydrogen flames in channels // Int. J. Hydrogen Energy. 2016. Vol. 41(47). P. 22465–22478.

4. Kiverin A., Yakovenko I. // Math. Model. Nat. Phenom. 2018. Vol. 13 P. 54.

5. Urtiew P. A. and Oppenheim A. K. Experimental observations of the transition to detonation in an explosive gas // Proc. R. Soc. A. 1966. Vol. 295. P. 13–28.

6. Lee J. H., Knystautas R. and Chan C. K. Turbulent flame propagation in obstacle-filled tubes // Symp. (Int.) Combust. 1985. Vol. 20. P. 1663–1672.

7. Peraldi O., Knystautas R. and Lee J. H. Criteria for transition to detonation in tubes // Proc. Combust. Inst. 1988. Vol. 21. P. 1629–1637.

8. Vasil'ev A. A. Optimization of the deflagration-to-detonation transition // Combust. Explos. Shock Waves. 2012. Vol. 48. P. 269–277.

9. Cross M. and Ciccarelli G. DDT and detonation propagation limits in an obstacle filled tube // J. Loss Prev. Process Ind. 2015. Vol. 36. P. 380–386.

10. Smirnov N., Betelin V., Nikitin V., Phylippov Y., Koo J. Detonation engine fed by acetylene–oxygen mixture // Acta Astronautica. 2014. Vol. 104. P. 134–146.

11. Ivanov M. F., Kiverin A. D., Liberman M. A. and Fortov V. E. The flame-acceleration mechanism and transition to detonation of a hydrogen-oxygen mixture in a channel // Dokl. Phys. 2010. Vol. 55. P. 480–484.

12. Smirnov N. N. and Tyurnikov M. V. Experimental investigation of deflagration to detonation transition in hydrocarbon-air gaseous mixtures // Combust. Flame. 1995. Vol. 100. P. 661–668.

13. Krivosheyev Pavel N., Penyazkov Oleg G., Sakalou Aliaksei. High-speed imaging of DDT in a round tube // Proc. of 27th Intern. Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Beijing, China, 28 July–2 August, 2019.

14. Баранышин Е. А., Кривошеев П. Н., Пенязьков О. Г., Севрук К. Л., Соколов А. В. Пространственное положение очагов взрыва и структура фронта пламени при переходе горения в детонацию в круглой трубе // Сб. докл. VI Минского междунар. коллоквиума по физике ударных волн, горения и детонации. 11–14 ноября 2019 г. Минск, 2019. С. 10–25.

15. Smith G., Golden D., Frenklach M., Moriarty N., Eiteneer B., Goldenberg M., Bowman C., Hanson R., Song S., Gardiner W., Lissianski V., Qin Z. URL http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/.

УДК 662.71

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА БЕЗОКИСЛИТЕЛЬНОЙ ТОРРЕФИКАЦИИ БИОТОПЛИВА В НЕПОДВИЖНОМ СЛОЕ МИНЕРАЛЬНОГО НАПОЛНИТЕЛЯ

Б. В. Кичатов[1], А. Д. Киверин[2], А. М. Коршунов[1], И. С. Яковенко[1,2]

[1]Физический Институт имени П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия
[2]Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Одним из наиболее острых вопросов современной энергетики является снижение вредных воздействий на окружающую среду. Перспективным подходом к решению задач экологии является использование биомассы. Биомасса может быть использована в качестве топлива напрямую, при этом энергия вырабатывается путем сжигания [1] или пиролиза [2] биомассы, или в результате предварительной газификации [3] и последующего сжигания получаемых газообразных продуктов. При этом характеристики биомассы, как топлива, значительно уступают характеристикам угля, в частности биомасса содержит большее количество влаги, имеет меньшую плотность и меньшую величину низшей теплоты сгорания. Одним из способов улучшения топливных характеристик биомассы является предварительная термическая обработка биомассы, торрефикация – нагревание топливных элементов биомассы до температуры 200–300 °C в инертной атмосфере или в атмосфере с небольшим содержанием окислителя [4]. В результате торрефикации биотоплива удается получить твердое топливо с массовым выходом около 70% и с запасенной энергией около 90% от значения в исходной биомассе. Несмотря на значительный положительный эффект, достигаемый при торрефикации биотоплива, эффективные и экономически оптимальные технологии промышленной торрефикации до сих пор не разработаны. В частности, использование подходов торрефикации в безокислительной атмосфере накладывает дополнительные расходы на подачу инертных газов, кроме того, газообразные продукты пиролиза смешиваются с инертными веществами, что осложняет их последующее использование. В работах [5, 6] предложена перспективная технология торрефикации в неподвижном слое минерального наполнителя, лишенная недостатков традиционных методик безокислительной торрефикации. В рамках предложенного в [5, 6] подхода торрефицируемая биомасса покрывается слоем минерального наполнителя, который, с одной стороны, ограничивает доступ атмосферного кислорода к образцу, а с другой – обеспечивает равномерный прогрев образца. Путем изменения высоты слоя минерального наполнителя над образцом контролируется доступ кислорода к образцу и таким образом могут быть обеспечены оптимальные условия торрефикации.

В настоящей работе проведено математическое моделирование процесса торрефикации пеллет биотоплива в неподвижном слое минерального наполнителя в муфельной печи и проанализированы формируемые в образце и минеральном наполнителе (бентонит) поля темпе-

ратуры и концентрации летучих соединений, выделяемых в результате пиролиза образца. В качестве математической модели процесса была использована комплексная термодиффузионная модель, описывающая совместное влияние эффектов теплопроводности, многокомпонентной диффузии в пористом материале и энерговыделения за счет химических реакций окисления. На рис. 1 схематично представлена постановка задачи. В начальный момент времени бентонит и пеллета имеют комнатную температуру 22 °C, далее стенки муфельной печи начинают нагреваться по линейному закону, и в течение 20 мин достигают температуры T^* = 250 или 300 °C. После стадии разогрева стенки поддерживаются при температуре T^*. Общее время торрефикации составляет 60 мин. При нагреве из образца высвобождаются летучие углеводородные соединения и вода, которые вытесняют воздух, изначально содержащийся в порах минерального слоя, при этом углеводородные соединения (метан) вступают в химическую реакцию с атмосферным кислородом. Задача решалась в осесимметричной постановке.

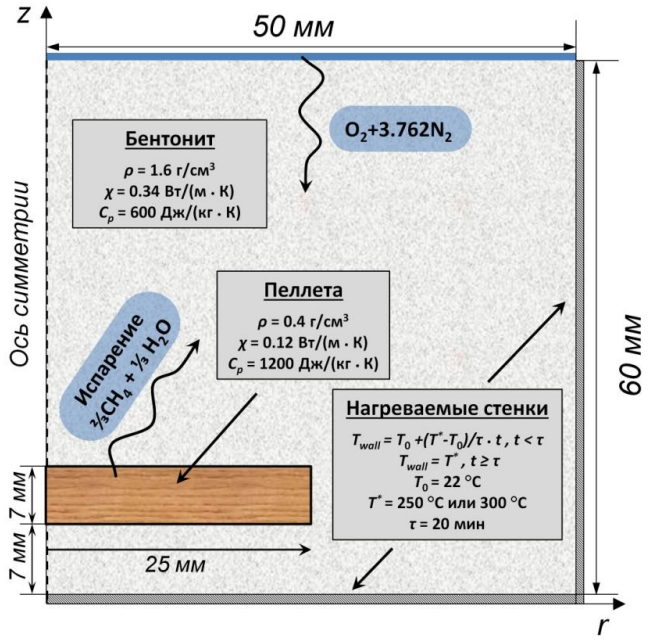


Рис. 1. Постановка задачи о торрефикации деревянной пеллеты в неподвижном слое минерального наполнителя

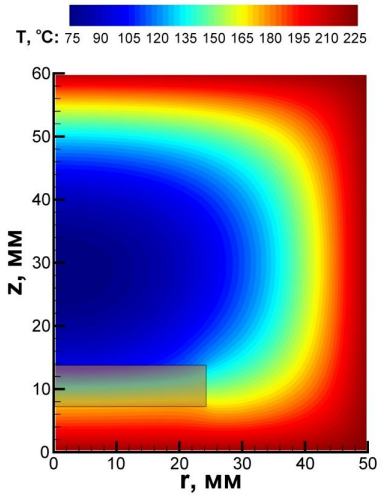


Рис. 2. Распределение температуры в расчетной области для закона изменения температуры стенок с T^* = 250 °C на момент времени t = 20 мин. Оранжевым прозрачным прямоугольником обозначены границы образца

На рис. 2 показано характерное поле температуры в реакторе на момент времени 20 мин, тогда как на рис. 3, *а* продемонстрированы профили температуры вдоль оси реактора на последовательные моменты времени в интервале между 20 и 60 мин с разницей в 5 мин. Расчеты с учетом пиролиза биомассы, диффузии и окисления углеводородных продуктов торрефикации показали, что процесс окисления при относительно невысоких температурах (250–300 °C) не приводит к значительному тепловому эффекту, и максимальное повышение температуры за счет процессов окисления продуктов пиролиза не превышает 0.02 °C (рис. 3, *б*).

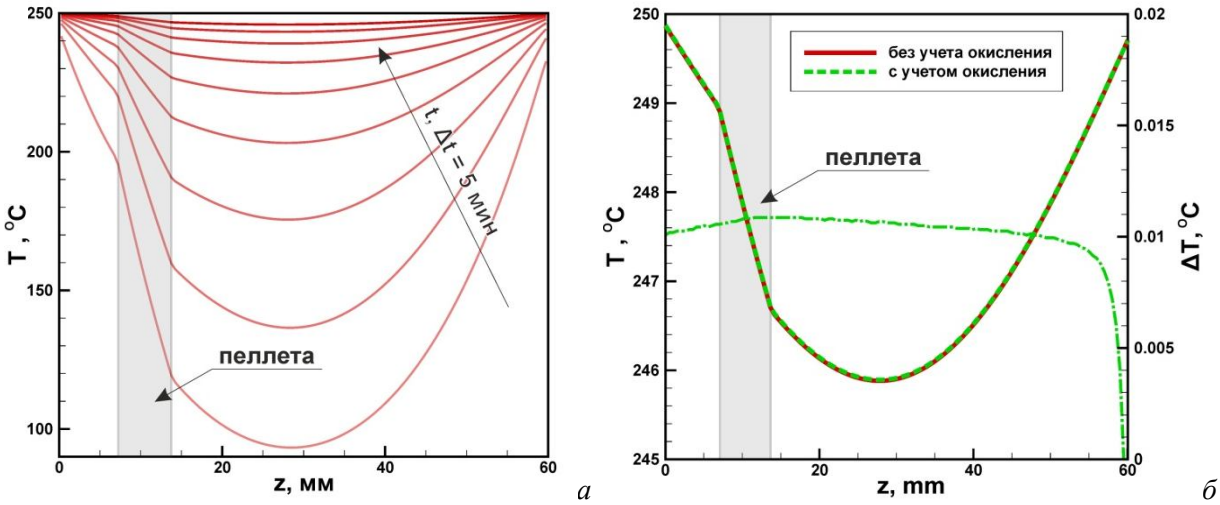


Рис. 3. Профили температуры вдоль оси 0z, начиная с момента времени t = 20 мин и заканчивая моментом времени t = 60 мин (*а*); временной интервал между профилями 5 мин (*б*). Профили температуры вдоль оси 0z на момент времени t = 60 мин, полученные в расчетах без учета химической кинетики (сплошная красная линия) и с учетом химической кинетики (штриховая зеленая линия). Разница температур между расчетом без учета кинетики и расчетом с учетом кинетики приведена зеленой штрихпунктирной линией

Эмиссия продуктов пиролиза и их диффузия через слой минерального наполнителя во многом определяет процесс торрефикации. Так, например, в процессе торрефикации можно наблюдать следующие основные стадии (рис. 4). На ранней стадии имеет место непрерывное выделение продуктов пиролиза, включая водяной пар, непосредственно в окрестности торрефицируемого образца. Далее диффузионный поток обеспечивает снижение концентрации продуктов пиролиза вблизи образца биомассы, тогда как к поверхности биомассы устанавливается поток кислорода. Таким образом, на ранней стадии процесс торрефикации протекает в атмосфере водяного пара и продуктов пиролиза, что, с одной стороны, запускает механизмы влажной торрефикации, а с другой – может лимитировать процессы испарения с поверхности торрефицируемого образца. На более поздней стадии роль этих процессов снижается за счет оттока водяного пара и продуктов пиролиза от поверхности биомассы. При этом, насыщение атмосферы вблизи поверхности образца кислородом может способствовать интенсификации реакций окисления.

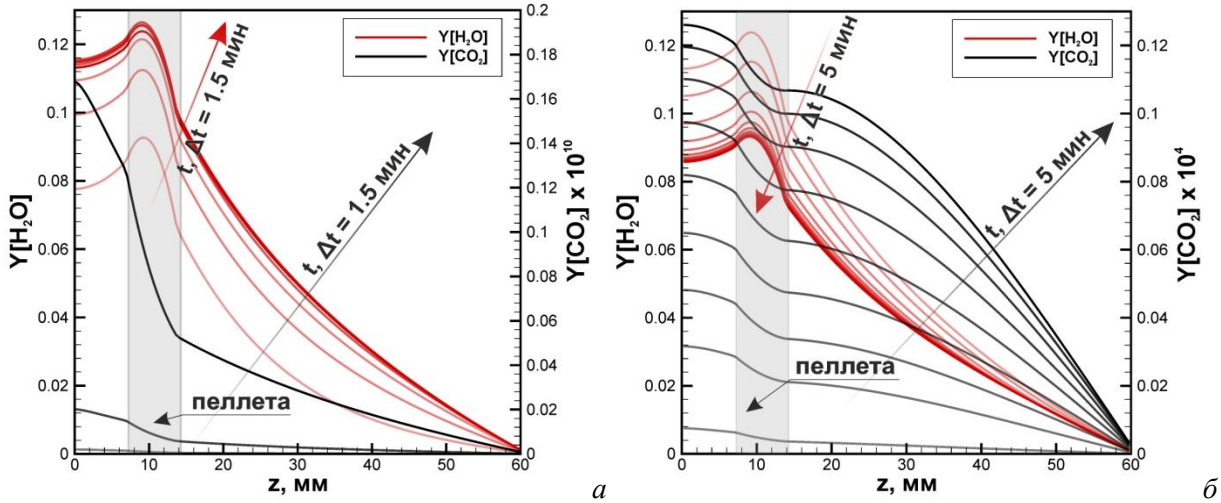


Рис. 4. Профили концентраций H_2O и CO_2 вдоль оси 0z (*а*), начиная с момента времени t = 1 мин и заканчивая моментом времени t = 10 мин. Временной интервал между профилями 1.5 мин, начиная с t = 10 мин и заканчивая t = 60 мин (*б*). Временной интервал между профилями 5 мин

Таким образом, с увеличением высоты слоя минерального наполнителя следует ожидать большей роли реакций на поверхности образца с участием водяного пара и продуктов пиролиза, тогда как при меньшей высоте минерального слоя роль этих процессов снижается, и больший вклад вносят реакции окисления. Ранее экспериментально было показано [5], что с уменьшением высоты слоя минерального наполнителя наблюдается большая потеря массы из образца биомассы. С учетом сделанного выше замечания о незначительном тепловом эффекте в результате протекания реакций в газовой фазе, разумно предположить, что в этом случае вклад поверхностных реакций окисления должен играть важную роль в процессе торрефикации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, проект 19-19-00367.

Литература

1. Yang Z., Wu Y., Zhang Z., Li H., Li X., Egorov R. I., Strizhak P. A., Gao X. Recent advances in co-thermochemical conversions of biomass with fossil fuels focusing on the synergistic effects // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2019. Vol. 103. P. 384–398.

2. Chen Z., Wang M., Jiang E., Wang D., Zhang K., Ren Y., Jiang Y. Pyrolysis of torrefied biomass // Trends in Biotechnology. 2018. Vol. 36. P. 1287–1298.

3. Prestipino M., Galvagno A., Karlstrom O., Brink A. Energy conversion of agricultural biomass char: Steam gasification kinetics // Energy. 2018. Vol. 161. P. 1055–1063.

4. Zhang C., Ho S.-H., Chen W.-H., Fu Y., Chang J.-S., Bi X. Oxidative torrefaction of biomass nutshells: Evaluations of energy efficiency as well as biochar transportation and storage // Applied Energy. 2019. Vol. 235. P. 428–441.

5. Leontiev A., Kichatov B., Korshunov A., Kiverin A., Medvetskaya N., Melnikova K. Oxidative torrefaction of briquetted birch shavings in the bentonite // Energy. 2018. Vol. 165. P. 303–313.

6. Leontiev A., Kichatov B., Korshunov A., Kiverin A., Zaichenko V., Sytchev G., Melnikova K. Oxidative torrefaction of pine pellets in the quiescent layer of mineral filler // Fuel Processing Technology. 2018. Vol. 182. P. 113–122.

УДК 536.255

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ ПАРАФИНИСТЫХ НЕФТЕЙ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ПОКОЭФФИЦИЕНТНОГО ОСРЕДНЕНИЯ

А. А. Ковальский, Р. В. Сираев, О. В. Ахметова

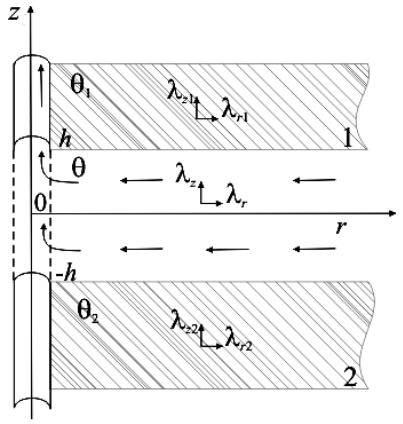
Башкирский государственный университет, Стерлитамакский филиал, г. Стерлитамак, Россия

Выделение парафиновых отложений из нефти ухудшает фильтрационные характеристики пласта, является причиной кольматации призабойной зоны и уменьшения полезного сечения насосно-компрессорных труб. Все это значительно осложняет добычу и транспортировку нефти [1, 2].

Для улучшения фильтрационных свойств нефти используются тепловые методы увеличения нефтеотдачи, такие как нагнетание теплоносителей, внутрипластовое горение, использование электрической энергии, воздействие твердотопливными (пороховыми) термо-газоге-

нераторами. Оптимизация соответствующих технологических процессов требует построения нелинейных моделей тепломассопереноса при фильтрации флюида, сопровождаемой фазовыми переходами.

Геометрия задачи о температурном поле парафинистой нефти при ее движении в пористой среде с учетом фазовых переходов, обусловленных кристаллизацией парафина, представлена на рис. 1. Вмещающий пласт представлен в виде трех полубесконечных областей с плоскими границами раздела, перпендикулярными оси z ($z=\pm h$).



Геометрия задачи фильтрации парафинистой нефти: 1 – покрывающие породы, 2 – подстилающие породы

В предположении осевой симметрии задача сформулирована в цилиндрических координатах. Ось z цилиндрической системы координат совпадает с осью скважины, а точка $z = 0$ расположена в центре нефтяного пласта. Под контуром питания обычно понимается внешняя граница области фильтрации, через которую проникает жидкость, скважина имеет радиус r_0. Теплофизические свойства по вертикальной оси (теплопроводность λ_z и температуропроводность a_z) отличаются от соответствующих свойств вдоль горизонтальной оси r (λ_r и a_r соответственно). Первая 1 и вторая 2 области непроницаемы; средняя область толщины $2h$, расположенная горизонтально, является пористой и насыщена парафинистой нефтью. В области $z > h$ расположены непроницаемые породы с теплофизическими параметрами (λ_{r1}, a_{r1}, λ_{z1}, a_{z1}), а в области $z < -h$ – с теплофизическими параметрами (λ_{r2}, a_{r2}, λ_{z2}, a_{z2}).

Рассматривается случай радиального движения парафинистой нефти в средней области $-h < z < h$ от контура питания к скважине. При постановке температурной задачи принято однотемпературное приближение: температуры нефти, парафина и скелета пористой среды в каждой точке совпадают. Предполагается, что угловая и вертикальная компоненты скорости конвективного переноса тепла равны нулю, а радиальная представляет функцию радиальной координаты и времени, т. е. $u_\varphi = 0$, $u_z = 0$, $u_r = u(r, t) \neq 0$. Откуда следует, что поле давления является функцией от радиальной координаты r, времени t и не зависит от z и φ. Начальное давление P_0 в пористом теле считается известным. Значения физических параметров несжимаемой жидкости в пористой среде – коэффициента Джоуля–Томсона, температуропроводности, проницаемости считаются постоянными величинами и независящими от T и P.

Математическая постановка задачи для первой и второй областей представляется уравнениями теплопроводности, а для средней области – конвективным уравнением теплопроводности [3]. Последнее показывает, что изменения теплосодержания в системе происходят вследствие конвективного переноса тепла, эффекта Джоуля–Томсона, адиабатического эффекта, теплоты фазовых переходов (парафинизация или депарафинизация) и теплопроводности [4]

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = a_{r1}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \theta_1}{\partial r}\right) + a_{z1}\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial z^2},\ z > h,\ r > 0,\ t > 0, \tag{1}$$

$$\left(1+\frac{m(1-s)}{c_{\text{п}}}f_1(\theta)\right)\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_{\text{ef}}(\theta)\left(1+\frac{f_1(\theta)}{c_{\text{п}}}\right)\frac{\partial \theta}{\partial r} + u_{\text{ef}}(\theta)\varepsilon_{\text{ef}}\frac{\partial P}{\partial r} -$$

$$-\eta_{\text{efd}}\frac{\partial P}{\partial t} = a_r\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \theta}{\partial r}\right) + a_z\frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2},\quad t > 0,\quad r > 0,\quad |z| < h, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial t} = a_{r2}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \theta_2}{\partial r}\right) + a_{z2}\frac{\partial^2 \theta_2}{\partial z^2},\ z < -h,\ r > 0,\ t > 0. \quad (3)$$

На границах раздела заданы условия равенства температур

$$\theta\big|_{z=h} = \theta_1\big|_{z=h},\ \ \theta\big|_{z=-h} = \theta_2\big|_{z=-h} \quad (4)$$

и тепловых потоков

$$\lambda_z\frac{\partial \theta}{\partial z}\bigg|_{z=h} = \lambda_{z1}\frac{\partial \theta_1}{\partial z}\bigg|_{z=h},\ \ \lambda_z\frac{\partial \theta}{\partial z}\bigg|_{z=-h} = \lambda_{z2}\frac{\partial \theta_2}{\partial z}\bigg|_{z=-h}. \quad (5)$$

Температурные возмущения в начальный момент времени и на бесконечном удалении от скважины отсутствуют:

$$\theta\big|_{t=0} = \theta_0 - \Gamma z,\ \theta_1\big|_{t=0} = \theta_0 + (\Gamma_1 - \Gamma)h - \Gamma_1 z,\ \ \theta_2\big|_{t=0} = \theta_0 + (\Gamma - \Gamma_2)h - \Gamma_2 z, \quad (6)$$

$$\lim\theta\big|_{r+|z|\to\infty} = \theta_0 - \Gamma z,\ \lim\theta_1\big|_{r+|z|\to\infty} = \theta_0 + (\Gamma_1 - \Gamma)h - \Gamma_1 z,\ \lim\theta_2\big|_{r+|z|\to\infty} = \theta_0 + (\Gamma - \Gamma_2)h - \Gamma_2 z. \quad (7)$$

Здесь θ_0 – невозмущенная температура в середине пористого пласта; Γ, Γ_1, Γ_2 – геотермические коэффициенты пористого, покрывающего и подстилающего пластов соответственно. Нижние индексы 1 и 2 относятся к параметрам первой и второй среды соответственно. Описание процесса выделения тепла парафином осуществляется за счет функции

$$f_1(\theta) = \delta^*\left(\frac{(\theta - \theta_н)}{(\theta_к - \theta_н)}\right)^2 \exp\left(-\delta\frac{(\theta - \theta_н)}{(\theta_к - \theta_н)}\right),$$

где $\theta_н$, $\theta_к$ – температуры начала и конца кристаллизации парафина соответственно, коэффициенты δ^* и δ – постоянные для заданного состава нефти величины. Объемная теплоемкость насыщенной пористой среды определяется соотношением

$$c_п = (1-m)\rho_{ск}c_{ск} + m((1-s)\rho c + s\rho_2 c_2).$$

Теплопроводность пористой среды представляется как

$$\lambda_п = (1-m)\lambda_{ск} + m((1-s)\lambda + s\lambda_2).$$

Скорость конвективного переноса $\vec{u}$ тепла и скорость фильтрации $\vec{w}$ связаны соотношением

$$\vec{u}_{ef} = \frac{\sum_i \vec{w}_i \rho_i c_i}{c_п} = \frac{\vec{w}\rho c + \vec{w}_2\rho_2 c_2}{c_п}.$$

Функция давления $P(r, t)$ определяется из решения соответствующей гидродинамической задачи [5, 6].

Решение считается ограниченным во всех точках $r > 0$. Для обеспечения единственности решения задачи предполагается выполнение дополнительных условий, в том числе ограниченности решения на осях z и r.

Задача (1)–(7) является нелинейной, так как коэффициенты при производных от температуры по времени и радиальной координате в центральной зоне $|z| < 1$ зависят от температуры. Кроме того, она содержит переменный коэффициент: скорость конвективного переноса

тепла, зависящую от времени и радиальной координаты. В такой постановке аналитическое решение задачи общеизвестными математическими методами представляет значительные трудности.

Сформулированная выше задача успешно решена с использованием асимптотического метода пространственного покоэффициентного осреднения [7], специально разработанного для решения задач тепломассообмена сопряженных областей, содержащих нелинейные функции и переменные коэффициенты. Использование указанного метода применительно к задаче (1)–(7) позволило построить нулевой и первый коэффициенты асимптотического разложения, погранслойные (в математическом смысле) функции и оценочные выражения для остаточного члена.

Полученный нулевой коэффициент разложения описывает некоторое асимптотически усредненное по толщине центральной области значение температуры, а в частных случаях найденные решения совпадают с выражениями, полученными по схеме «сосредоточенной емкости». Показано, что для нелинейных задач, содержащих переменные коэффициенты, построение нулевого коэффициента является оригинальной процедурой осреднения, которая не может быть осуществлена на основе интегрального осреднения исходных уравнений [8].

Нахождение первого коэффициента разложения потребовало добавочных условий, которые определены из требования тривиальности решений задач для коэффициентов разложения остаточного члена. С использованием этого факта оценена близость искомого точного решения и асимптотического. Построенные выражения для первого коэффициента уточняют распределение физических параметров в области осреднения. Из этих выражений следуют стационарные решения задач, полученные при формальном устремлении времени к бесконечности. В этом смысле построение первого коэффициента разложения представляет важнейшую задачу определения установившихся решений ряда задач теории теплопроводности.

На основании полученных решений выполнены многочисленные расчеты, построены графики пространственно-временных распределений температуры и оценен вклад различных физических параметров, в том числе теплоты фазового перехода, в формирование температурных полей, возникающих при волновом воздействии на нефтегазовые пласты.

Обозначения

Γ, Γ_1, Γ_2 – геотермические градиенты пористого, покрывающего и постилающего пластов соответственно, К/м; θ – температура, аномалия температуры и температурное поле, К; P_0 – максимальный перепад давления, Па; P – давление, Па; a – коэффициент температуропроводности, м^2/с; c, c_1 – удельные теплоемкости пористого и покрывающего пластов соответственно, Дж/кг К; $c_п$ – объемная теплоемкость насыщенной пористой среды, Дж/(м^3 К); $f(T)$ – тепловая функция фазового превращения парафина; h – полутолщина пласта, м; m – пористость; r_0 – радиус скважины, м; s – парафинонасыщенность; t – время, с; u – скорость конвективного переноса тепла, м/с; r, φ, z – цилиндрические координаты; w – скорость фильтрации, м/с; $\varepsilon_{эф}$ – эффективный коэффициент Джоуля–Томсона, К/Па; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м К); η – адиабатический коэффициент, К/Па; ρ, ρ_1 – плотности пористого и покрывающего пластов, кг/м^3; Индексы: н – начальный, к – конечный, п – пористый, с – контур (contour); ef – эффективный (effective); r, z – направления.

Литература

1. Насыров А. М. и др. Способы борьбы с отложениями парафина. М.: ВНИИОЭНГ, 1991. – 44 с.

2. Персиянцев М. Н. Добыча нефти в осложненных условиях. М.: ООО «Недра-Бизнесцентр», 2000. – 653 с.

3. Филиппов А. И., Михайлов П. Н., Филиппов К. А., Салихов Р. Ф., Ковальский А. А. Использование баротермического эффекта для нагрева нефтяного пласта // ТВТ. 2009. Т. 47. № 5. С. 752–764.

4. Филиппов А. И., Ишмуратов Т. А. Определение функций кривой плавления для описания фазовых переходов в парафинистых нефтях // Инженер-нефтяник. 2011. № 3. С. 35–38.

5. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Губайдуллин М. Р. Поле давления при радиальной фильтрации в неоднородном ортотропном пласте в асимптотическом приближении // ИФЖ. 2015. Т. 88. № 6. С. 1285–1296.

6. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Филиппов И. М. Фильтрационное поле давления в неоднородном пласте при постоянном отборе // ИФЖ. 2012. Т. 85. № 1. С. 3–17.

7. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Ковальский А. А. Метод покоэффициентного осреднения в задаче о ламинарном течении газа в скважине // Прикладная механика и техническая физика. 2018. Т. 59. № 1 (347). С. 71–82.

8. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Ковальский А. А., Родионов А. С. Нелинейная задача о температурном поле турбулентного газового потока в скважине // Инженерная физика. 2017. № 9. С. 45–57.

УДК 533.27:536.7:535.2

ВЛИЯНИЕ ОЗОНА НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ДЕТОНАЦИЮ СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОЙ ВОДОРОДНО-КИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ

П. В. Козлов, В. Ю. Левашов, Н. Г. Быкова, И. Е. Забелинский, Ю. В. Туник, В. О. Майоров

Институт механики МГУ, г. Москва, Россия

В экспериментах [1, 2] время задержки воспламенения водородно-кислородной смеси при температуре ниже 1000 К оказывается заметно меньше, чем предсказывают различные кинетические модели. Более того, в [3, 4] зарегистрировано инициирование детонации в стехиометрической водородно-кислородной смеси за падающей ударной волной с числами Маха от 1.6 до 3.6. Температура газа за фронтом таких ударных волн находится в диапазоне от 420 до 1010 К, и воспламенение смеси при этих температурах будет происходить за времена существенно превышающее время существования ударной волны в эксперименте. Таким образом, общепринятые кинетические модели не позволяют описать ни процесс воспламенения, ни инициирования детонации в водородно-кислородных смесях при сравнительно низких температурах. Для сближения результатов теории с экспериментом в [5, 6] предлагается учитывать образование колебательно-возбужденного кислорода, химическая активность которого выше, чем у невозбужденного. В работе [7] учитывается десорбция атомарного кислорода из металлических стенок камеры, в [8] – генерация возбужденных молекул непосредственно во фронте ударной волны, в [9] вводятся квантовые поправки к константам равновесной скорости при относительно высоких давлениях и низких температурах. В [10] ускоренное инициирование детонации связывается с многоточечным зажиганием, при котором воспламенение происходит сначала в отдельных зонах за ударной волной, а затем распространяется по всему газу. В работе [11] показано, что время задержки воспламенения обедненной метановоздушной смеси уменьшается при наличии озона. Малые концентрации озона в этих смесях увеличивают скорость пламени [12, 13].

В настоящей работе экспериментально и численно исследуется влияние озона на время задержки воспламенения и инициирование детонации в водородно-кислородных смесях за слабой падающей ударной волной. Появление озона в таких ударных волнах экспериментально зафиксировано в [4]. Расчет равновесного состава газа и температуры с использованием программы открытого доступа Gaseq [14] показывает, что в адиабатических условиях при постоянном давлении или объеме и малом повышении температуры озон образуется более интенсивно, чем одноатомный кислород. Так, например, при нормальном давлении первые частицы озона появляются при начальной температуре около 490 К, в то же время атомарный кислород отсутствует вплоть до температуры 600 К. Начало генерации атомарного кислорода преобладает над образованием озона только при температурах выше 820 К. Повышение давления выше атмосферного приводит к понижению температурного предела образования озона и увеличивает минимальную температуру образования атомарного кислорода. Например, при давлении 10 атм первые частицы озона появляются при начальной температуре около 450 К. Мольные доли озона и атомарного кислорода близки только при температуре около 960 К. Однако в данной работе механизм генерации озона в структуре фронта ударной волны не обсуждается.

Эксперименты проводятся в двухдиафрагменной ударной трубе, входящей в состав экспериментального комплекса «Ударная труба» НИИ механики МГУ [13]. Численное моделирование осуществляется на основе кинетической модели [15] с учетом возможности образования озона и его влияния на процессы воспламенения и детонации [16, 17]. Экспериментально определяется время, прошедшее между приходом ударной волны и началом воспламенения, а также время возникновения детонации. Момент прихода ударной волны регистрируется при помощи пьезоэлектрических датчиков давления, установленных в различных сечениях ударной трубы. Для регистрации момента начала воспламенения и детонации используются приемники оптического излучения на длине волны 300–320 нм, установленные в тех же сечениях, что и датчики давления.

Пример экспериментальных данных изменения давления и интенсивности излучения в различных сечениях ударной трубы, расположенных друг за другом, представлен на рис. 1. Ударная волна распространяется в стехиометрической кислородно-водородной смеси со скоростью ~670 м/с (M = 1.24). Начальное давление составляло 0.9 атм. Интенсивность излучения приводится в относительных единицах. Момент времени ~715 мкс соответствует приходу ударной волны в сечение расположения датчика давления P3 (черная линия). Время начала воспламенения регистрируется ФЭУ F3 (красная линия), расположенном в том же сечении (~1248.5 мкс). В момент времени ~1910 мкс ударная волна приходит к следующему измерительному сечению, расположенному на расстоянии 800 мм от датчика P3. Момент наступления детонации соответствует резкому увеличению давления (синяя линия) и интенсивности излучения (зеленая линия) и начинается примерно через 424 мкс после прохождения ударной волны в сечении, где расположен датчик P5.

Судя по результатам, к возникновению детонации приводит появление турбулентности в потоке за фронтом падающей ударной волны. В стехиометрической водородно-кислородной смеси число Рейнольдса за волной с числом Маха 1.24 имеет порядок 10^6. Это гарантирует развитие турбулентности даже в канале с гладкими стенками. Турбулентность ускоряет пламя, что обеспечивает инициирование детонации в соответствии с известной моделью «взрыв во взрыве» [18]. На рис. 1 видно, что после прохождения ударной волны мимо датчиков P3 и P5 наблюдаются пульсации давления (черные вертикальные стрелки). Возникновение пульсаций косвенно подтверждает наличие турбулентности в потоке за ударной волной.

Время задержки воспламенения оценивается по данным расчетов, выполненных на основе кинетической модели [15] с константами для реакций с участием озона из работ [16] и [17] в адиабатических условиях при постоянной плотности ρ. Уравнения химической кине-

тики записываются для мольно-массовых концентраций Y_i девяти компонент: H_2, O_2, O_3, OH, H_2O, HO_2, H_2O_2, H, O. Температура газа T определяется из условия постоянства внутренней энергии: $E = \sum_i Y_i H_i(T) - RT/\mu = E_0$, которое является следствием первого закона термодинамики для адиабатического процесса с постоянной плотностью. Здесь E_0 – внутренняя энергия единицы массы исходной смеси, R – универсальная газовая постоянная, μ – молекулярный вес смеси ($\mu^{-1} = \sum_i Y_i$), $Y_i = \beta_i/\mu_i$, β_i, μ_i и H_i – массовая доля, молекулярный вес и энтальпия моля i-го компонента. Функции $H_i(T)$ определяются по приведенной энергии Гиббса каждого компонента [19].

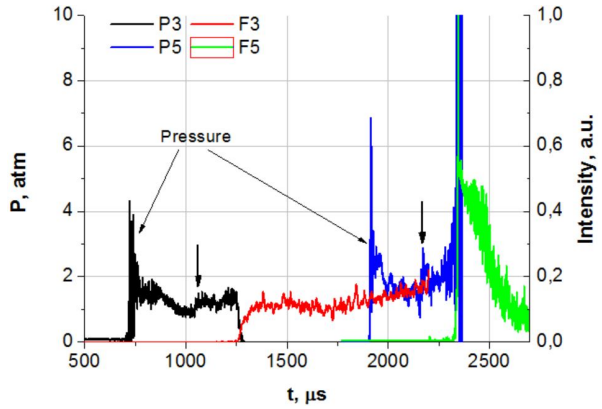


Рис. 1. Сигналы от пьезоэлектрических датчиков P3, P5 и датчиков регистрации излучения F3 и F5

В расчетах адиабатическое воспламенение носит взрывной характер с резким повышением температуры в смесях как с озоном, так и без него. До резкого увеличения температуры диссоциация озона и реакция $O_3 + H_2 = OH + HO_2$ запускают химические превращения, генерирующие радикал OH, а также одноатомный водород и кислород. Однако концентрации этих компонент не достигают высоких значений, поскольку они потребляются в реакциях образования воды, что слегка повышает температуру и приводит к значительному накоплению радикала H_2O_2. Распад этого радикала начинает вторую волну цепного механизма, в которой OH, O и H образуют пары воды. Некоторое время температура газа меняется медленно, поскольку энергия генерации воды расходуется на разложение H_2O_2. Впоследствии энергия от образования воды начинает превышать энергию распада радикала H_2O_2 из-за уменьшения его концентрации. Это в свою очередь приводит к взрывному повышению температуры газа. Одновременное взрывное увеличение концентрации OH, O и H в этом случае обусловлено термическим разложением молекулярного водорода и кислорода.

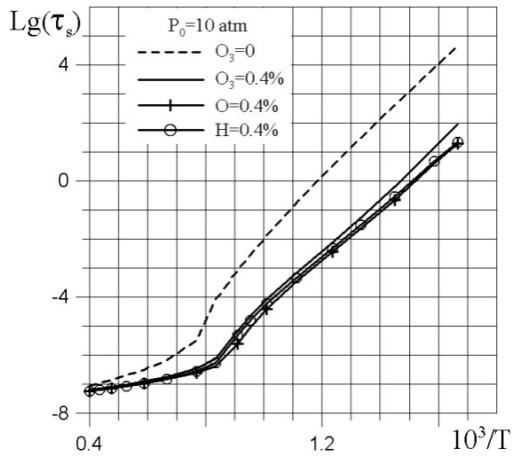


Рис. 2. Влияние озона на время задержки воспламенения

В случае отсутствия озона в исходной смеси накопление радикалов происходит вместе с повышением температуры газа. Это указывает на то, что их возникновение является результатом термического разложения молекулярного кислорода и водорода. Однако эти процессы происходят медленнее, чем диссоциация озона в тех же условиях с добавлением небольшого количества озона. Следовательно, время задержки зажигания становится больше, чем в смеси с озоном (рис. 2). Расчеты показывают, что при температуре $T_0 \leq 1000$ K и начальном давлении p_0, равном 10 атм, добавление небольшого количества озона (~0.4%), приводит к уменьшению времени задержки зажигания на два или более порядка.

Таким образом, результаты экспериментов показывают, что присутствующий за фронтом ударный волны озон способствует ускорению воспламенения кислородно-водородной смеси. При этом при низких температурах даже доли процента озона приводят к сокращению времени задержки воспламенения стехиометрической кислородно-водородной смеси более, чем на порядок. Это способствует быстрому образованию пламени в условиях, типичных для потока за слабой ударной волной. В тоже время появление озона в структуре ударного фронта не объясняет инициирование детонации слабыми падающими ударными волнами в ударных трубках. Это инициирование происходит из-за ускорения пламени, вызванного турбулентностью в потоке за падающей ударной волной.

Обозначения

P – давление, атм; M – число Маха; Y_i – мольно-массовая концентрация компонента, моль/кг; μ_i – молекулярная масса компонента, кг/моль; T – температура, К; β_i – массовая доля компонента смеси; ξ_i – мольная доля компонента смеси

Литература

1. Pang G. A., Davidson D. F., Hanson R. K. Experimental study and modeling of shock tube ignition delay times for hydrogen–oxygen–argon mixtures at low temperatures // Proceedings of the Combustion Institute. 2009. Vol. 32. P. 181–188.

2. Ninnemann E., Koroglu B., Pryor O., Barak S., Nash L., Loparo Z., Sosa J., Ahmed K., Vasu S. New insights into the shock tube ignition of H_2/O_2 at low to moderate temperatures using high-speed end-wall imaging // Combust. Flame. 2018. Vol. 187. P. 11–21.

3. Kozlov P. V., Losev S. A., Romanenko Y. V. Time measurement of induction reaction H_2+O_2 in the detonation wave formation in a stoichiometric mixture at the pressure within the range of 1.1 2.3 atm // Proc. 10th Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences. Moscow, 2011. P. 172–176.

4. Kozlov P. V., Losev S. A., Romanenko Y. V. Translational non-equilibrium of the shock wave front in an argon-helium gas mixture // Technical Physics Letters. 2000. Vol. 26(11). P. 1013–1015.

5. Voevodskii V. V. and Soloukhin R. I. // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1964. Vol. 154. P. 1425.

6. Voevodsky V. V. and Soloukhin R. I. On the mechanism and explosion limits of hydrogen-oxygen chain self-ignition in shock waves // Proc. of the X Int. Symposium on Combustion. Pittsburgh, The Combustion Institute, 1965. P. 279–283.

7. Gelfand B. E., Medvedev S. P., Khomik S. V., Popov O. E., Kusharin A. Yu., Agafonov G. L. // Dokl. Akad. Nauk. 1996. Vol. 349. P. 482–488.

8. Divakov O. G., Eremin A. V., Ziborov V. S., Fortov V. E. Non-equilibrium ignition oxygen-hydrogen mixtures in front of a weak shock wave // Dokl. RAS. 2000. Vol. 373, No. 4. P. 487–490.

9. Eletskii A. V., Starostin A. N., Taran M. D. Quantum corrections to the equilibrium rate constants of inelastic processes // Phys. Usp. 2005. Vol. 48. P. 281–294.

10. Medvedev S. P., Agafonov G. L., Khomik S. V., Gelfand B. E. // Combustion and Flame. 2010. Vol. 157. P. 1436.

11. Shaobo Ji,Xin Lan, Jing Lian, Huaimin Xu, Yanqiu Wang, Yong Cheng,Yongqi Liu. Influence of Ozone on Ignition and Combustion Performance of a Lean Methane/Air Mixture // Energy & Fuels. 2017. Vol. 31(12). P. 14191–14200.

12. Ombrello T., Won S. H., Ju Y., Williams S. Flame propagation enhancement by plasma excitation of oxygen. Part I: Effects of O3 // Combust. Flame. 2010. Vol. 157(10). P. 1906–1915.

13. Kozlov P. V. Experimental investigation of nitric oxide radiation in the shock-heated air // J. of Physics: Conference Series. 2017. P. 012033.

14. Morley, C. Gaseq: A Chemical Equilibrium Program for Windows,Version 0.79, 2005. http://www.gaseq.co.uk.

15. Starik A. M., Kozlov V. E., Titova N. S. On the influence of singlet oxygen molecules on the speed of flame propagation in methane-air mixture // Combust. Flame. 2010. Vol. 157. P. 313–327.

16. Halter F., Higelin P., Dagaut P. Experimental and detailed kinetic modeling study of the effect of ozone on the combustion of methane // Energy Fuels. 2011. Vol. 25(7). P. 2909–2916.

17. Smekhov G. D., Ibraguimova L. B., Karkach S. P., Skrebkov O. V., Shatalov O. P. Numerical simulation of ignition of a hydrogen-oxygen mixture in view of electronically excited components // High Temperature. 2007. Vol. 45(3). P. 395–407.

18. Oppenheim A. K. Introduction to gas dynamics of explosions. Courses and Lectures No. 48. The International Centre for Mechanical Science, Udine. Wien-New York: Springer-Verlag, 1970.

19. Gurvich L. V., Weitz I. V., Medvedev V. A., Khachkuruzov G. A., Yungman V. S. et al. Thermodynamic Properties of Individual Substances. Moscow: Nauka, 1978. Vol. 1. (in Russian).

УДК 62-643; 544.332; 662.613

СЖИГАНИЕ СЫРОЙ НЕФТИ В ГОРЕЛОЧНОМ УСТРОЙСТВЕ ПРИ РАСПЫЛЕНИИ СТРУЕЙ ПЕРЕГРЕТОГО ВОДЯНОГО ПАРА

Е. П. Копьев[1], И. С. Ануфриев[1,2], О. В. Шарыпов[1], И. С. Садкин[1,2], М. А. Мухина[1,3]

[1]ФГБУН Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2]Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия
[3]Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

Сырая нефть является привлекательным топливом для производства энергии, поскольку не требует дополнительных затрат на переработку, а сами ТЭС могут располагаться в непосредственной близости к месторождению [1, 2], что также экономит расходы на транспортировку топлива, что особенно важно для автономного энергоснабжения труднодоступных районов, в том числе осваиваемых Арктических территорий. Однако сжигание сырой нефти должно удовлетворять ряду требований, таких как высокая полнота сгорания, снижение вредных выбросов, устранение твердых отложений и др. [3]. Существующие технологии сжигания жидкого топлива не всегда обеспечивают достижение нужных показателей, в частности, экологических, при использовании сырой нефти. Это связано с рядом ее особенностей: многофракционность, содержание механических примесей и воды, значительное количество сернистых соединений и азотосодержащих продуктов, тяжелые остатки [4], которые при горении образовывают большое количество сажи, токсичных компонентов, таких как NO_x и SO_x.

В настоящей работе предлагается использование технологии сжигания сырой нефти в присутствии перегретого водяного пара, как одного из способов повышения экологических показателей при сжигании углеводородов.

Целью работы является опытная оптимизация конструктивных и режимных параметров перспективного жидкотопливного атмосферного горелочного устройства и установление закономерностей при сжигании топлива в условиях паровой газификации применительно к

проблеме эффективного и экологически безопасного сжигания сырой нефти. Экспериментальные данные необходимы, в том числе, для CFD моделей сжигания нефти.

При проведении экспериментальных исследований по сжиганию сырой нефти использовалось модернизированное атмосферное горелочное устройство распылительного типа (рис. 1, *б*), созданное на основе разработанного ранее прямоточного горелочного устройства мощностью 20 кВт для сжигания дизельного топлива и отработанного масла (рис. 1, *а*). В работе авторов [5] описан выбор конструктивных и режимных параметров лабораторной горелки, исследованы теплотехнические и экологические характеристики. Подробное описание измерительных методик приведено в работах [5, 6].

Сырая нефть, в отличие от легких видов жидкого топлива, содержит длинные цепочки углеводородов [4], для сгорания которых требуется большее время нахождения в зоне горения. В связи с этим, в горелке был реализован принцип стадийного сжигания (рис. 1, б). Для чего на выходное сопло оригинального горелочного устройства был добавлен блок дожигания, внутри которого по центру расположено тело обтекания конусной формы, обеспечивающее торможение потока и способствующее образованию зоны рециркуляции, повышающей степень дожигания топлива.

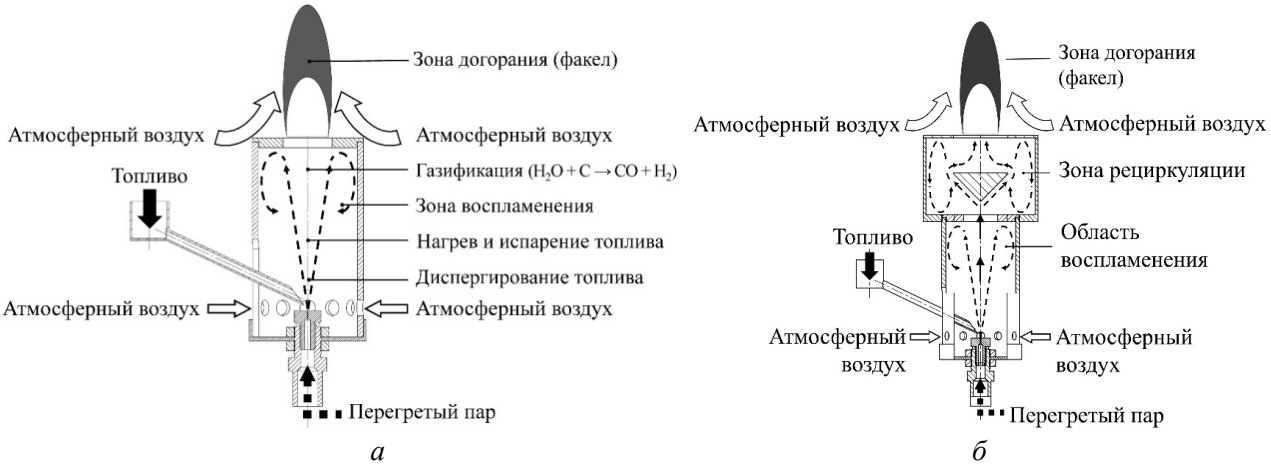


Рис. 1. Схема горения в горелочном устройстве: *а* – оригинальное; *б* – модернизированное

Принцип работы горелочных устройств основан на распылении топлива струей перегретого водяного пара [7]. Это обеспечивает ряд преимуществ: 1) не происходит коксование форсунки за счет раздельной подачи топлива и пара; 2) обеспечивается интенсификация процесса за счет межфазного тепломассообмена между каплями топлива и паром, способствующая лучшему испарению и устойчивому воспламенению топлива; 3) уменьшаются концентрации NO_x благодаря снижению температуры пламени из-за наличия паров воды в зоне горения; 4) снижается сажеобразование за счет наличия дополнительных OH радикалов, образующихся при паровой газификации продуктов термического разложения и неполного сгорания топлива.

На рис. 2 показаны фотографии несгоревших частиц нефти, осажденных в течении 10 с на образце белой бумаги, установленном на расстоянии 500 мм от сопла, наглядно демонстрирующие эффективность использования блока дожигания.

Для проведения экспериментального исследования на модернизированном горелочном устройстве использовалась сырая нефть с месторождения Томской области, со следующими свойствами: плотность 815 кг/м^3; вязкость 6.3 сСт; низшая теплота сгорания 41.62 МДж/кг; высшая теплота сгорания 44.24 МДж/кг. Массовое содержание (% w/w): C = 82.8, H = 12.3, S = 0.6, N ≤ 0.3. Эксперименты проводились при различных условиях работы горелочного устройства. Расход топлива F_f варьировался от 0.4 до 2.2 кг/ч согласно допустимой мощности

горелки в лабораторных условиях. Расход пара F_v менялся от 0.2 до 1.4 кг/ч, что соответствует производительности лабораторного парогенератора. Температура пара была постоянной T_s = 260±10 °C (перегрев пара изменялся от 65 до 110 градусов), так как ранее было установлено [5], что температура пара оказывает слабое влияние на показатели сжигания топлива.

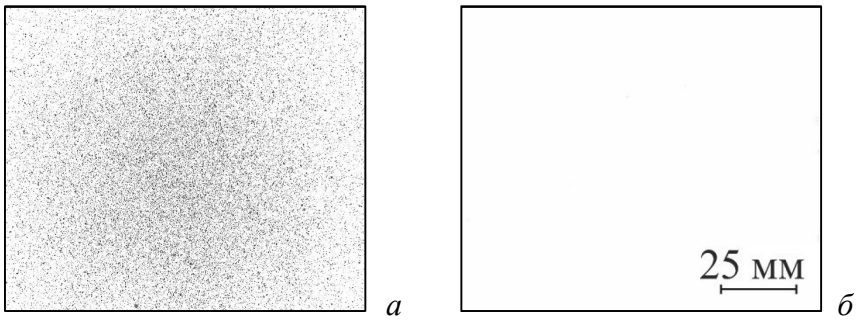


Рис. 2. Фотографии несгоревших частиц нефти: (*а*) оригинальное; (*б*) модернизированное

На рис. 3 представлены карты содержания пара в соотношении с топливом, монооксида углерода и кислорода в охлажденных продуктах сгорания. Границы области II и изолинии O_2 построены по результатам измерений газового состава на выходе из проточного калориметра. Область II выбрана условно в качестве рабочей зоны, в которой содержание CO<500 ppm, что соответствует наиболее полному сгоранию топлива. Измерения теплотехнических показателей проводились именно в этой области для режимов, отмеченных «+» на карте. В исследуемом диапазоне режимных параметров изменение максимальной температуры достигает 170 °C, а ее максимальное значение составляет 1470 °C. Наиболее полное сжигание нефти достигается при массовой концентрации пара 45%, при этом коэффициент избытка воздуха составляет α ~ 1.2. В этих режимах содержание оксидов азота (NO_x < 225 мг/кВт ч) соответствует 1 классу EN 267. При этом значения CO имеют минимальные значения, в пределах погрешности измерения газоанализатора ±2 ppm. Кроме того, установлено, что срыв пламени происходит при максимальном содержании кислорода в продуктах сгорания ~9–10% (рис. 3, *б*) при коэффициенте избытка воздуха α ≈ 1.85±0.05. При этом вблизи срыва пламени наблюдается нестабильность горения топлива, сопровождающаяся резким ростом CO.

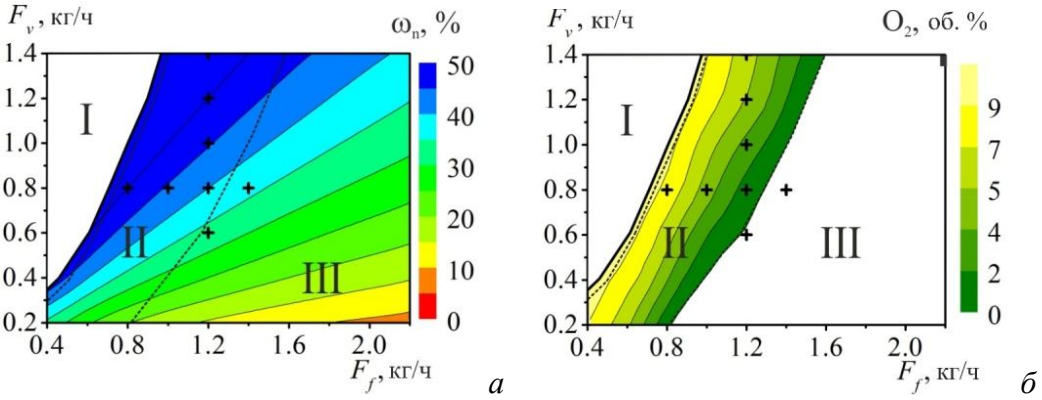
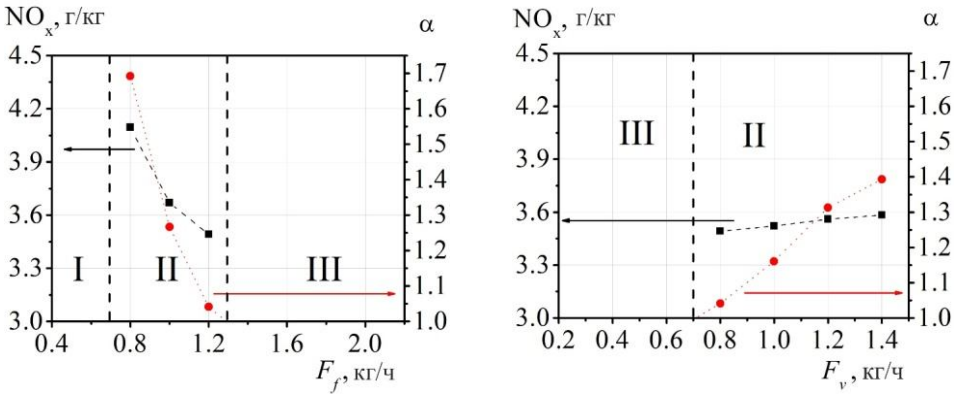


Рис. 3. Массовая доля пара в смеси с топливом (%) и CO в равновесных продуктах сгорания при сжигании сырой нефти в струе перегретого водяного пара (*а*); O_2 в охлажденных продуктах сгорания (%) (*б*): I – срыв пламени; II – область устойчивого горения (область измерений); III – пламя с высокой концентрации CO в продуктах сгорания (CO > 500 ppm); символом «+» показаны измерительные точки

Содержание оксидов азота на 1 кг сжигаемого топлива в равновесных продуктах сгорания (рис. 4) показывает, что с увеличением расхода топлива наблюдается снижение NO_x

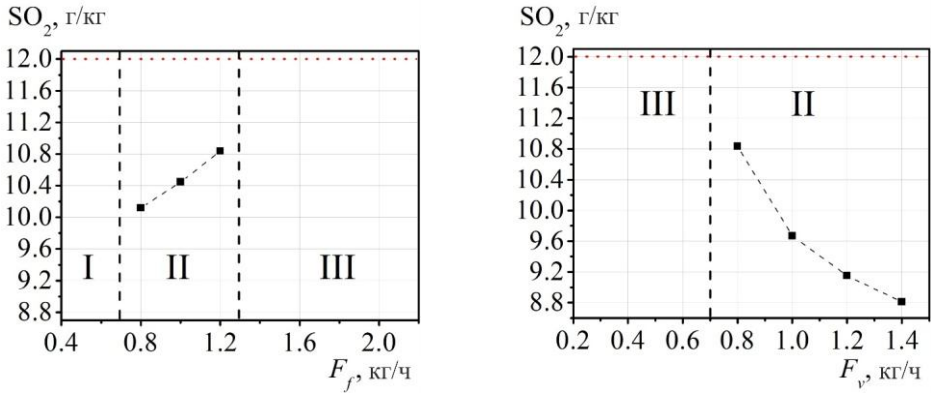
(рис. 4, *а*), и наоборот, с увеличением расхода пара происходит обратный эффект – небольшой рост NO_x (рис. 4, *б*). Это объясняется тем, что с увеличением расхода пара (и коэффициента избытка воздуха) увеличивается скорость факела, что приводит к повышению температуры внешнего факела горелки за счет увеличения полноты сгорания тяжелых фракций нефти, что и вызывает рост оксидов азота в продуктах сгорания.



а *б*

Рис. 4. NO_x в продуктах сгорания и α (T_s = 260±10 °C): *а* – F_v = 0.8 кг/ч; *б* – F_f = 1.2 кг/ч

При этом с увеличением расхода топлива наблюдается повышение SO_2 (рис. 5, *а*), а с увеличением расхода пара – снижение SO_2 (рис. 5, *б*). На рисунке пунктирной линией показано максимальное значение SO_2, соответствующее полному превращению серы, содержащейся в нефти, в диоксид серы. Снижение SO_2 при увеличении расхода пара может указывать на образование серной кислоты в составе конденсата в каналах проточного калориметра.



а *б*

Рис. 5. SO_2 в продуктах сгорания (T_s = 260±10 °C): *а* – F_v = 0.8 кг/ч; *б* – F_f = 1.2 кг/ч

Сопоставление результатов на рис. 4 и 5 показывает, что соотношение NO_x к SO_2 в продуктах сгорания составляет 1:3. Примерно такое же соотношение азота N и серы S в составе нефти. Это наводит на мысль, что высокие концентрации NO_x при сжигании нефти по сравнению с дизельным топливом [5] могут объясняться наличием топливного азота.

Таким образом, полученные результаты говорят об эффективности использования технологии сжигания сырой нефти при распылении струей перегретого водяного пара, а также о перспективности разработанной конструкции горелочного устройства малой мощности (до 20 кВт). Полученные экспериментальные результаты вносят вклад в развитие научных основ создания технологии экологически безопасного сжигания жидких углеводородов и могут быть использованы при CFD моделировании.

Литература

1. Dubinin Yu. V., Simonov A. D., Yazykov N. A., Yakovlev V. A. Burning sulfur crude oil in a fluidized catalyst bed // Catalysis in Industry. 2015. Vol. 7, No. 4. P. 314–320.
2. Basler B., Felix P.C. Modern Base Load Gas Turbines Running on Crude Oil: Long Time Effects and Experience // ASME. International Gas Turbine Conference and Exhibit. 1982.
3. Singh G., Esmaeilpour M., Ratner A. Investigation of Combustion Properties and Soot Deposits of Various US Crude Oils // Energies. 2019. Vol. 12, No. 12. P. 2368.
4. Nowak Dariusz, Dobski Tomasz, Slefarski Rafal, Jankowski Radoslaw, and Magni Fulvio. Experimental studies of crude oil combustion in a top-mounted silo combustor // Proceedings of the ASME 2011 Turbo Expo: Turbine Technical Conference and Exposition. Vol. 2: Combustion, Fuels and Emissions. Parts A and B. Vancouver, British Columbia, Canada. 2011. P. 269–275.
5. Anufriev I. S., Kopyev E. P. Diesel fuel combustion by spraying in a superheated steam jet // Fuel Processing Technology. 2019. Vol. 192. P. 154–169.
6. Anufriev I. S., Alekseenko S. V., Sharypov O. V., Kopyev E. P. Diesel fuel combustion in a direct-flow evaporative burner with superheated steam supply // Fuel. 2019. Vol. 254. P. 115723.
7. Anufriev I. S., Shadrin E. Y., Kopyev E. P., Alekseenko S. V., Sharypov O. V. Study of liquid hydrocarbons atomization by supersonic air or steam jet // Applied Thermal Engineering. 2019. Vol. 163. P. 114400.

УДК 536.75:539.2

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЪЕМНОЙ КОНДЕНСАЦИИ В ЗАПЫЛЕННОМ ПАРОГАЗОВОМ ПОТОКЕ С УЧЕТОМ МЕЖФАЗНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Н. М. Корценштейн[1], А. К. Ястребов[2]

[1]АО «Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского», г. Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Процесс объемной конденсации в природных явлениях и технических устройствах происходит, как правило, при наличии гетерогенных центров конденсации различной природы. Следовательно, в общем случае конденсация является гомогенно-гетерогенной. Соотношение между гомогенным и гетерогенным механизмами изменяется в широких пределах в зависимости от степени пересыщения пара и скорости создания пересыщенного состояния, концентрации, размеров и природы гетерогенных центров конденсации (пыли).

При описании кинетики объемной конденсации в общем случае должны быть учтены три параллельно идущих процесса: образование новых капель (нуклеация), конденсационный рост капель и межфазный теплообмен. Для случая гомогенной конденсации в незапыленном потоке такой подход реализован, в частности, в работе [1]. В данной работе описание объемной конденсации в запыленном парогазовом потоке основано на том, что в потоке имеется две группы капель: микрокапли, образовавшиеся вследствие гомогенной нуклеации в объеме парогазовой смеси, и макрокапли, образовавшиеся при конденсации пара на частицах пыли. Для каждой из групп капель использовано кинетическое уравнение для функции распределения капель по размерам [2]

$$u\frac{\partial f}{\partial x}+\frac{\partial\left(\dot{r}f\right)}{\partial r}=\frac{I}{\rho}\delta\left(r-r_{cr}\right), \tag{1}$$

$$u\frac{\partial f_M}{\partial x}+\frac{\partial\left(\dot{r}_M f_M\right)}{\partial r}=0, \tag{2}$$

где f и f_M – функции распределения микро- и макрокапель по размерам, u – скорость потока, r – радиус капли, $\dot{r}$ и $\dot{r}_M$ – скорость роста микро- и макрокапель, I – скорость нуклеации, δ – дельта-функция Дирака, r_{cr} – критический радиус микрокапли. Количество макрокапель постоянно и равно количеству пылинок, поэтому правая часть уравнения (2) равна нулю. Для микрокапель функция распределения во входном сечении равна нулю, а для макрокапель – задаваемой функции распределения частиц пыли.

Учет конечной скорости межфазного теплообмена при описании объемной конденсации в запыленном парогазовом потоке предполагает, в общем случае, вычисление температур газовой фазы, микро- и макрокапель на основе трех уравнений энергии. При этом должны быть использованы выражения для межфазных тепловых потоков и скорости роста капель в широком диапазоне чисел Кнудсена растущих капель с использованием молекулярно-кинетической теории (см. [1]). С учетом сложности подхода целесообразно проведение численного моделирования рассматриваемого процесса в последовательно усложняющихся постановках: однотемпературной, предполагающей равенство температур газовой фазы, микро- и макрокапель; двухтемпературной, предполагающей равенство температур только газовой фазы и микрокапель; трехтемпературной, учитывающей различие температур газовой фазы, микро- и макрокапель. Сравнение результатов моделирования в одно-, двух- и трехтемпературном приближении позволит определить границы применимости каждого из них.

В данной работе представлены результаты моделирования в однотемпературном приближении одномерного стационарного течения смеси пара (D_2O), газа (N_2) и пылинок в сверхзвуковой части сопла Лаваля. Для описания течения использованы уравнения газовой динамики в односкоростном приближении (размеры пылинок и капель достаточно малы). Во входном сечении заданы температура смеси и парциальные давления компонентов, при этом пар является насыщенным, а скорость потока равна скорости звука. Уравнения неразрывности, движения и энергии использованы в следующем виде:

$$\frac{d}{dx}\left(\rho u A\right)=0,\quad \rho u\frac{du}{dx}=-\frac{dp}{dx}, \tag{3}$$

$$C_{pm}\frac{dT}{dx}+u\frac{du}{dx}=L\left(\frac{dg_l^{hom}}{dx}+\frac{dg_l^{het}}{dx}\right). \tag{4}$$

Здесь ρ, T и p – плотность, температура и давление смеси, A – поперечное сечение сопла, L – теплота парообразования, C_{pm} – теплоемкость смеси

$$C_{pm}=g_v C_{pv}+g_g C_{pg}+g_p C_{pp}+(g_l^{het}+g_l^{hom})C_{pl}, \tag{5}$$

где C_{pv}, C_{pg}, C_{pl} и C_{pp} – теплоемкости пара, газа, жидкости и твердых частиц, g_v, g_g и g_p – массовые доли пара, газа и твердых частиц, g_l^{hom} и g_l^{het} – массовые доли жидкости в микрокаплях и макрокаплях

$$g_l^{hom}=\frac{4}{3}\pi\rho_l\int_{r_{cr}}^{\infty}r^3 f dr,\quad g_l^{het}=\frac{4}{3}\pi\rho_l\int_{0}^{\infty}r^3\left(f_M-f_0\right)dr, \tag{6}$$

ρ_l – плотность жидкости, f_0 – функция распределения пылинок по размерам во входном сечении. Соотношения для баланса массы отдельных компонентов смеси имеют вид:

$$-\frac{dg_v}{dx}=\frac{dg_l^{hom}}{dx}+\frac{dg_l^{het}}{dx},\quad \frac{dg_g}{dx}=\frac{dg_p}{dx}=0. \tag{7}$$

Моделирование рассматриваемого процесса проводилось путем численного решения системы уравнений (1)–(4) с помощью компьютерной программы COND-KINET-1, разработанной в АО «ЭНИН». Расчеты проводились для условий экспериментов [3], что давало возможность проверить результаты расчетов, сопоставив их результаты для незапыленного потока с экспериментальными данными. Скорость нуклеации в кинетическом уравнении для микрокапель (1) вычислялась по формуле Френкеля–Зельдовича [2], скорость роста микрокапель определялась по формуле Фукса [4]:

$$\dot r=\frac{\alpha\left(p_v-p_s\right)}{\rho_l\sqrt{2\pi RT/\mu_v}}\left(1+\frac{\alpha}{D}\sqrt{\frac{RT}{2\pi\mu_v}}\frac{r^2}{r+\lambda}\right)^{-1}, \tag{8}$$

где λ – средняя длина свободного пробега молекул парогазовой смеси. Скорость роста макрокапель $\dot r_M$ также определялась по формуле Фукса с заменой r на r_p.

Результаты моделирования представлены на рис. 1–4. Как видно из рис. 1, с ростом массовой доли пылинок (и площади их поверхности) возрастает интенсивность гетерогенной конденсации на пылинках. Рост тепловыделения при гетерогенной конденсации ведет к замедлению снижения температуры при расширении потока и сдвигу зоны гомогенной нуклеации вниз по потоку. Результаты расчетов для незапыленного потока достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными [3]. На рис. 2 представлены зависимости степени пересыщения (отношения парциального давления пара к давлению насыщения при температуре парогазовой смеси) от продольной координаты для разных значений массовой доли пыли и парциального давления пара во входном сечении сопла. Повышение давления пара в соответствии с формулой Фукса (8) приводит к увеличению скорости роста как микро-, так и макрокапель. Тепловыделение при конденсации становится интенсивнее, степень пересыщения начинает снижаться на меньшем расстоянии от входного сечения сопла. При увеличении массовой доли пыли рост степени пересыщения замедляется вследствие тепловыделения при гетерогенной конденсации.

Зависимости параметров конденсационного аэрозоля на срезе сопла от запыленности потока при различных значениях размера пылинок и парциального давления пара на входе в сопло представлены на рис. 3 и 4. На рис. 3 показаны зависимости отношения массовой доли жидкости в микрокаплях к суммарной массовой доле жидкости и доли несконденсированного пара в выходном сечении сопла от массовой доли пылинок. При одинаковой массовой доле пыли относительный вклад микрокапель увеличивается с ростом парциального давления пара. В частности, при массовой доле пыли 5% и давлении пара 520 Па степень пересыщения начинает снижаться при $x \approx 50$ мм (штриховая кривая 2 на рис. 2), а при давлении 346 Па максимум степени пересыщения находится вблизи выходного сечения сопла (сплошная кривая 2 на рис. 2). Как видно из сравнения рис. 1 и 2, интенсивный рост массовой доли жидкости в микрокаплях происходит на стадии снижения степени пересыщения, поэтому при давлении пара 520 Па вклад микрокапель в массовую долю жидкости на выходе из сопла выше, чем при давлении 346 Па (сплошные кривые 1 и 2 на рис. 3). При одинаковой массовой доле пыли уменьшение размера частиц приводит к росту их суммарной площади поверхности, что, в свою очередь, вызывает увеличение интенсивности гетерогенной конденсации. Вследствие этого относительный вклад микрокапель снижается при уменьшении размера пылинок

(сплошные кривые 1 и 4 на рис. 3). Снижение доли несконденсированного пара в выходном сечении сопла при росте парциального давления пара (штриховые кривые 1–3 на рис. 3) объясняется отмеченным выше увеличением скорости роста капель при повышении парциального давления пара в соответствии с формулой (8). Снижение доли несконденсированного пара в выходном сечении сопла при уменьшении размера пылинок (штриховые кривые 1 и 4 на рис. 3) объясняется отмеченным выше увеличением площади пылинок и связанным с этим увеличением вклада гетерогенной конденсации.

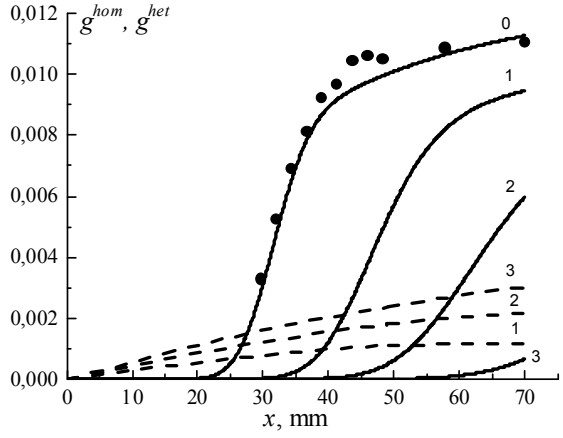


Рис. 1. Изменение массовой концентрации жидкости в микрокаплях (сплошные кривые) и на пылинках (штриховые кривые) вдоль оси сопла при различных значениях массовой доли пыли в потоке: 0 – незапыленный поток; 1 – 3%; 2 – 5%; 3 – 7%; символы – экспериментальные данные [3]. Парциальное давление пара на входе в сопло 520 Па, давление торможения 30,2 кПа, температура торможения 308 К

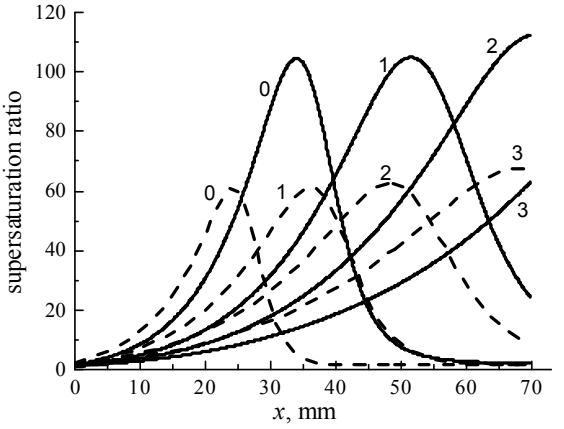


Рис. 2. Изменение степени пересыщения вдоль оси сопла при различных значениях массовой концентрации пыли потоке: 0 – незапыленный поток; 1 – 3%; 2 – 5%; 3 – 7%. Парциальное давление пара на входе в сопло 346 Па – сплошные кривые и 520 Па – штриховые кривые, давление торможения 30,2 кПа, температура торможения 308 К

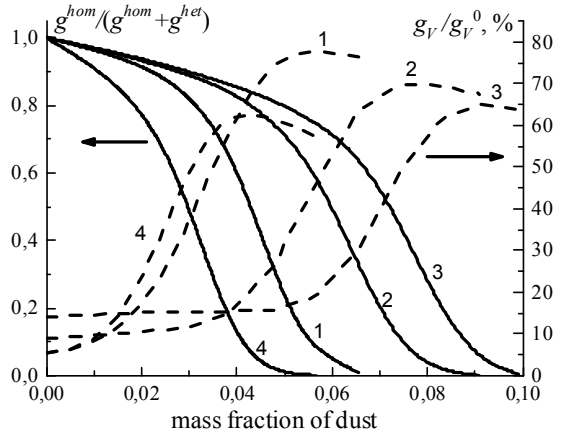


Рис. 3. Относительный вклад массовой доли микрокапель (сплошные кривые) и доля несконденсированного пара (штриховые кривые) в выходном сечении сопла в зависимости от запыленности потока при различных значениях парциального давления пара на входе в сопло и размера пылинок: 1 – 346 Па, 1 мкм; 2 – 520 Па, 1 мкм; 3 – 683 Па, 1 мкм; 4 – 346 Па, 0.5 мкм. Давление торможения 30.2 кПа, температура торможения 308 К

На рис. 4 представлена концентрация микрокапель на срезе сопла. Видно, что увеличение запыленности потока и связанный с ним сдвиг вниз по потоку зоны нуклеации приводит к тому, что при превышении некоторого значения запыленности микрокапли в пределах сопла не успевают образоваться. Относительное снижение концентрации микрокапель для

кривых 1–3 связано с упомянутым выше увеличением скорости роста капель при увеличении парциального давления пара. Взаимное положение кривых 1 и 4 отражает более низкую концентрацию пара (штриховые кривые 1 и 4 на рис. 3) и связанную с этим скорость роста капель для варианта 4 по сравнению с вариантом 1.

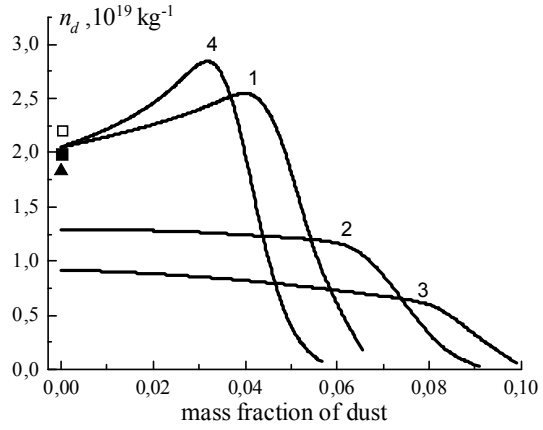


Рис. 4. Зависимость концентрации микрокапель на срезе сопла от запыленности потока при различных значениях парциального давления пара на входе в сопло и размера пылинок: 1 – 346 Па, 1 мкм; 2 – 520 Па, 1 мкм; 3 – 683 Па, 1 мкм; 4 – 346 Па, 0.5 мкм; символы – экспериментальные данные [3]. Давление торможения 30,2 кПа, температура торможения 308 К

Полученные результаты указывают на принципиальную возможность управления процессом гомогенной конденсации путем введения в поток гетерогенных центров конденсации заданной концентрации и размера. Задачей дальнейших исследований является совершенствование модели путем реализации двух- и трехтемпературного приближения.

Литература

1. Kortsenshteyn N. M., Yastrebov A. K. Interphase heat transfer during bulk condensation in the flow of vapor–gas mixture // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55. P. 1133–1140.

2. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение. 1974. – 212 с.

3. Pathak H., Wolk J., Strey R., Wyslouzil B. Co-condensation of nonane and D2O in a supersonic nozzle // J. Chem. Phys. 2014. Vol. 140. P. 034304.

4. Фукс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1958. – 92 с.

УДК 536.468

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАЖИГАНИЯ ЧАСТИЦ БИО-ВОДОУГОЛЬНОГО ТОПЛИВА НА ОСНОВЕ УГЛЯ И ЛЕСНОГО ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА

Г. В. Кузнецов, Д. Ю. Малышев, С. В. Сыродой

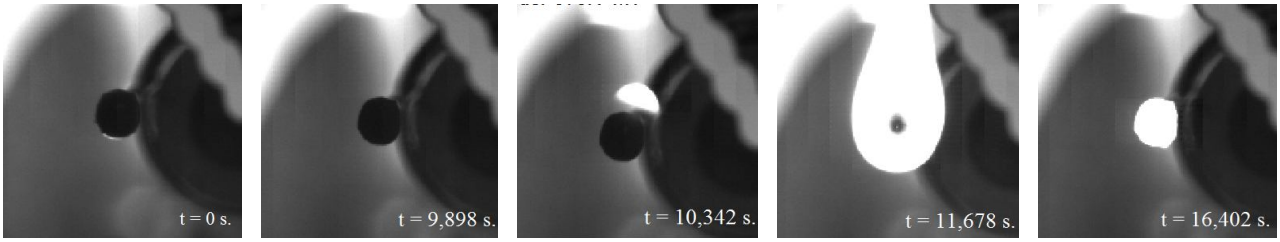
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Несмотря на широкомасштабные попытки внедрения экологически «чистых» возобновляемых источников энергии [1, 2] и ее накопителей [3] в общий баланс тепло- и электрогенерации, потребление угольного топлива в мире только нарастает [4]. Использование же в качестве топлива для ТЭС жидких или газообразных углеводородов в настоящее время ста-

новится бесперспективным. Последнее объясняется высокой значимостью этих энергоносителей для нефтехимической промышленности [5]. В этих условиях целесообразно расширение рынка энергоресурсов за счет новых видов топлив на основе угля. Одним из наиболее перспективных технологических решений на настоящее время является технология водоугольного топлива (ВУТ) [6]. О возрастающем интересе [7] к проблеме энергетического использования ВУТ говорит анализ публикационной активности в авторитетных изданиях мировой научной периодики, посвященных проблемам энергетики. Это обусловлено рядом преимуществ водоугольных топлив перед традиционными твердыми и жидкими энергоносителями. Во-первых, вследствие низкой температуры горения ВУТ [8], существенно снижаются выбросы оксидов азота и серы. Во-вторых, водоугольные топлива могут транспортироваться от мест добычи до тепловых электрических станций трубопроводным транспортом [9]. Но несмотря на преимущества, в настоящее время водоугольные технологии мало внедрены в теплоэнергетику. Скорее всего, это обусловлено недостаточной изученностью теплофизических и физико-химических процессов, протекающих при воспламенении частиц топлива. Также стоит сказать, что по результатам экспериментов [10] установлено, что период индукции капель водоугольного топлива существенно больше по сравнению с процессами зажигания сухого угля. Последнее существенно затрудняет проведение опытно-конструкторских работ по разработке водоугольных энергетических установок. Уменьшение времени задержки зажигания ВУТ возможно при добавлении в структуру топлив специальных добавок (например, древесины [11]). Это уже не водоугольное топливо, а био-водоугольная (Био-ВУТ) топливная композиция. Одним из наиболее перспективных в настоящее время видов энергетической биомассы, которая может использоваться в качестве одной из компонент Био-ВУТ, является лесной горючий материал (листовой или хвойный опад, ветки, сухостой).

К настоящему времени опубликовано мало работ, посвященных изучению процессов зажигания капель Био-ВУТ. В то же время процессы тепло- и массопереноса, протекающие совместно в индукционный период капель Био-ВУТ, практически не исследованы. По этой причине цель нашей работы – установление по результатам экспериментов основных закономерностей процесса зажигания существенно неоднородных капель био-водоугольного топлива и разработка математической модели этого процесса.

С целью уточнения основных положений физической модели физико-химических процессов, протекающих в капле Био-ВУТ при интенсивном нагреве проведены экспериментальные исследования на установке, которая по своим средствам регистрации основных параметров исследовавшихся процессов зажигания соответствует стенду, приведенному в [10]. На рис. 1 представлены типичные видеокадры зажигания капли Био-ВУТ. При $t = 0$ с (кадр *а*) капля Био-ВУТ является гомогенной смесью воды, угля и измельченных листьев березы. При инертном нагреве в начальный период времени происходит прогрев капли. Последнее инициирует процесс испарения внутрипоровой влаги (кадр *б*). Затем начинается пиролиз угля с последующим воспламенением летучих (кадр *в*). Следующий этап (кадр *г*) – процесс горения топливной частицы. После полного сгорания топлива формируется золовой остаток (кадр *д*).



а *б* *в* *г* *д*

Рис. 1. Кадры процесса прогрева и последующего зажигания частиц био-водоугольного топлива на основе угля марки Д и листьев березы в высокотемпературной среде ($T_g = 1073$ К)

Разработана физическая модель процесса зажигания Био-ВУТ в условиях, соответствующих камерам сгорания типичных парогенераторов тепловых электрических станций. Принято, что капля на начальной стадии нагрева Био-ВУТ вводится в высокотемпературную окислительную среду. При нагреве инициируется процесс испарения внутрипоровой влаги. Водяные пары, образующиеся при испарении, фильтруются сквозь слой сухого топлива, охлаждая его, и вступают в термохимическое взаимодействие с углеродом кокса. Дальнейший нагрев частицы топлива приводит к интенсификации термического разложения топлива и выходу летучих. Последние совместно с парами воды фильтруются к нагреваемой поверхности частицы топлива и вдуваются во внешнюю высокотемпературную среду. При достижении критических значений температур и массового соотношения летучих и окислителя происходит воспламенение этой смеси.

Математическая постановка задачи воспламенения Био-ВУТ, соответствующая сформулированной выше физической модели, включает систему нестационарных дифференциальных уравнений, записанных в безразмерных переменных:

уравнение энергии для частицы Био-ВУТ:

$$\frac{1}{Fo_{bwcf}}\frac{\partial \mathrm{E}}{\partial \tau}-C_{gm}\mathrm{P}_{gm}\frac{Pe_{gm}}{Dar}\operatorname{grad}(\mathrm{H}\theta)\mathrm{O}(\xi)=\operatorname{div}\left[\left(\Lambda_{bwcf}+N_{rc}\right)\operatorname{grad}(\theta)\right]-Ku\frac{\Delta(\xi)}{\Omega^{\theta}}\frac{d\xi}{d\tau}-$$

$$-\left\{\sum_{j=1}^{m}\left[Po_{td}\left(1-\eta\right)\exp\left(-Arr_{td}\right)\right]\pm\sum_{i=1}^{n}\left[Po_{i}^{get}Y_{j}\exp\left(-Arr\right)\right]\pm\sum_{i=1}^{n}\left[Po_{i}^{gf}\exp\left(-Arr\right)\prod_{j=1}^{m}Y_{j}\right]\right\}\mathrm{O}(\xi);$$

уравнение энергии для газовой области:

$$\frac{K_{a}}{Fo_{fuel}}\frac{\partial \mathrm{E}_{g}}{\partial \tau}+\mathrm{Pe}\operatorname{grad}\left(U_{g}E_{g}\right)=\operatorname{div}\left[\Lambda_{g}\operatorname{grad}\left(\theta_{g}\right)\right]+\sum_{i=1}^{n}\left[Po_{i}^{gf}\exp\left(-Arr_{i}\right)\prod_{j=1}^{m}Y_{j}\right];$$

распределение давления внутри частицы рассчитывалось из решения уравнения пьезопроводности:

$$\frac{1}{Fo_{H}}\frac{\partial(\Pi\mathrm{H})}{\partial\tau}=\operatorname{div}\left[\mathrm{X}\operatorname{grad}(\mathrm{H})\right]+\frac{Dar}{\Omega^{\mathrm{H}}}\frac{d\xi}{d\tau}\Delta(\xi)+\left\{\sum_{k=1}^{m}\left[\frac{Po_{k}^{td}Le^{H}}{Da_{III}\mathrm{B}}\left(1-\eta_{k}\right)\exp\left(-Arr_{k}\right)\right]\pm\right.$$

$$\left.\pm\sum_{i=1}^{n}\left[\frac{Po_{i}^{get}Le^{H}}{Da_{III}\mathrm{B}}\exp\left(-Arr_{i}\right)\prod_{j=1}^{n}Y_{j}\right]\pm\sum_{i=1}^{n}\left[\frac{Po_{i}^{gf}Le^{H}}{Da_{III}\mathrm{B}}\exp\left(-Arr_{i}\right)\prod_{j=1}^{n}Y_{j}\right]\right\}\mathrm{O}(\xi);$$

скорости смеси водяных паров, летучих и окислителя в малой окрестности частицы рассчитывались из решения системы уравнений движения, записанных в переменных функций «тока–вихрь»:

$$\frac{\partial\Omega}{\partial\tau}+U_{g}\frac{\partial\Omega}{\partial R}+\frac{V_{g}}{R}\frac{\partial\Omega}{\partial\Phi}+U_{g}\frac{\partial V_{g}}{\partial R}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\nabla\Omega-\frac{\Omega}{R^{2}\sin^{2}\Phi}-\frac{2}{R}\frac{\partial\Omega}{\partial R}\right)+Ri\left(\frac{\partial\theta}{\partial\Phi}+R\sin\Phi\frac{\partial\theta}{\partial R}\right),$$

$$\frac{\partial^{2}\Psi}{\partial\Phi^{2}}-\cot\Phi\frac{\partial\Psi}{\partial\Phi}+R^{2}\frac{\partial^{2}\Psi}{\partial R^{2}}=\Omega R^{2}\sin\Phi,\quad U_{g}=\frac{1}{R^{2}\sin\Phi}\frac{\partial\Psi}{\partial\Phi},\quad V_{g}=\frac{1}{R\sin\Phi}\frac{\partial\Psi}{\partial R};$$

концентрации основных компонентов летучих в газовой области рассчитывались из решения уравнений диффузии:

$$\frac{1}{Fo_{dif}}\frac{\partial \mathrm{P}_g Y_i}{\partial \tau}+Pe_{dif}\,\mathrm{grad}\left[U_g \mathrm{P}_g Y_i\right]=\mathrm{div}\left[\mathrm{P}_g D_i \mathrm{grad}\left(Y_i\right)\right]\pm\sum_{i=1}^{n}\left[\frac{Po_i^{gf}}{Da_i^{III}}Le_i\exp\left(-Arr\right)\prod_{j=1}^{m}Y_j\right];$$

концентрации основных компонентов газообразных продуктов пиролиза во внутрипористой структуре описывается уравнением сохранения массы:

$$\frac{K_D}{Fo_{dif}}\frac{\partial \mathrm{P}_{gm} Y_i}{\partial \tau}-\frac{Pe_{dif}^{ip}}{Dar}\mathrm{grad}\left(\mathrm{HP}_g Y_i\right)\mathrm{O}\left(\Psi\right)=\mathrm{div}\left[\mathrm{P}_g \mathrm{D}_i^{ip}\mathrm{grad}\left(Y_i\right)\right]+\left\{\sum_{k=1}^{m}\left[\frac{Po_k^{td}}{Da_k^{III}}Le_i^{ip}\left(1-\eta\right)\exp\left(-Arr_k^{td}\right)\right]\pm\right.$$

$$\left.\pm\sum_{i=1}^{n}\left[\frac{Po_i^{gf}}{Da_i^{III}}Le_i^{ip}\exp\left(-Arr_i\right)\prod_{j=1}^{m}Y_j\right]\pm\sum_{i=1}^{n}\left[\frac{Po_i^{get}}{Da_i^{III}}Le_i^{ip}Y_i\exp\left(-Arr_i\right)\right]\right\}\mathrm{O}\left(\Psi\right).$$

При постановке задачи зажигания принята кинетическая схема пиролиза древесины [13]. Также при численном моделировании принята кинетическая схема окисления газообразных продуктов пиролиза.

На рис. 2 приведены результаты сравнительного анализа экспериментальных и полученных при численном моделировании значений времен задержки зажигания (t_{ign}) капель водоугольного [10] и био-водоугольного топлив. Установлено хорошее соответствие значений t_{ign}. Можно сделать вывод, что разработанная математическая модель обладает достаточно высоким прогностическим потенциалом моделирования процессов зажигания капель био-водоугольного топлива в условиях, соответствующих камерам сгорания котельных агрегатов.

Можно отметить, что результаты теоретического анализа времен задержки зажигания Био-ВУТ соответствуют экспериментальным значениям t_{ign}. Также из анализа зависимостей, приведенных на рис. 2, видно, что при относительно низких температурах внешней среды ($T_g \le 1073$ К), времена задержки зажигания капель Био-ВУТ меньше, чем для частиц ВУТ. Это обусловлено тем, что при нагреве ЛГМ образуются дополнительные (по сравнению с ВУТ) горючие газы, которые при нагреве топлива выходят в окислительную внешнюю среду, и при достижении предельной концентрации горючего начинают активно вступать в химическую реакцию с кислородом воздуха, тем самым ускоряя процесс горения по сравнению с водоугольным топливом.

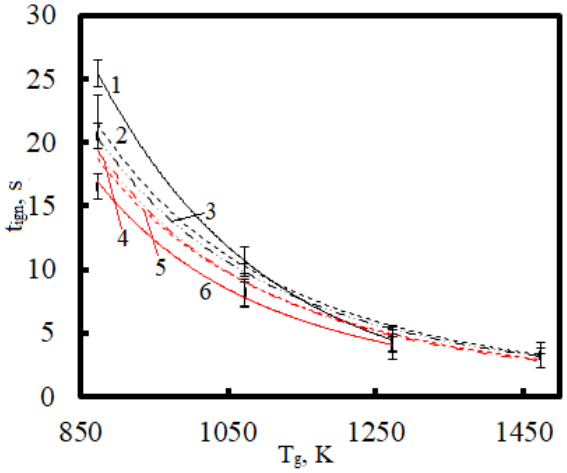


Рис. 2. Зависимости времен задержки воспламенения капель био-водоугольного и водоугольного топлив от температуры внешней среды в условиях высокотемпературного нагрева: 1 – время задержки зажигания капли ВУТ на основе угля марки Д (эксперимент); 2 – время задержки зажигания капли Био-ВУТ на основе угля марки Д (эксперимент), 3 – теоретические значения времен задержки зажигания капли Био-ВУТ на основе угля марки Д; 4 – время задержки зажигания капли Био-ВУТ на основе угля марки 2Б (эксперимент), 5 – время задержки зажигания капли Био-ВУТ на основе угля марки 2Б, полученное по результатам численного моделирования; 6 – время задержки зажигания капли ВУТ на основе угля марки 2Б (эксперимент)

По результатам экспериментов установлена перспективность использования ЛГМ в качестве ускоряющей процесс зажигания топливной добавки в состав водоугольного топлива. Разработана новая математическая модель, отличающаяся от известных детальным описанием термохимических процессов воспламенения, протекающих как непосредственно на поверх-

ности топлива, так и в пограничном слое частицы, с учетом основных процессов термической подготовки в условиях интенсивных фазовых (испарение воды) и химических (пиролиза угля и биомассы) превращений.

Обозначения

Fo – критерий Фурье; Pe – критерий Пекле; Dar – критерий Дарси; Ku – критерий Кутателадзе; Po – критерий Померанцева; Arr – критерий Аррениуса; K_a, K_d – симплекс нестационарности для уравнений энергии и диффузии соответсвенно; Le – критерий Льюиса; Da_{III} – третье число Дамкёлера; Re – критерий Рейнольдса; Ri – критерий Ричардсона; N_{rc} – радиационно-кондуктивный критерий; $E = CP\theta$ – безразмерная энтальпия; $\theta = T/(T - T_{eva})$ – безразмерная температура; $H = p/p_{atm}$ – безразмерное давление; Y_i – массовая концентрация, Ψ – функция тока; Ω – функция вихря.

Литература

1. Shibani K. Jha, Harish Puppala. Prospects of renewable energy sources in India: Prioritization of alternative sources in terms of Energy Index // Energy. 2017. Vol. 127. P. 116–127.

2. Dolf Gielen, Francisco Boshell, Deger Saygin, Morgan D. Bazilian, Nicholas Wagner, Ricardo Gorini. The role of renewable energy in the global energy transformation//Energy Strategy Reviews. 2019. Vol. 24. P. 38–50.

3. Crampes C., Trochet J. M. Economics of stationary electricity storage with various charge and discharge durations // J. Energy Storage. 2019. Vol. 24. P. 100746.

4. Yalin Lei, Li Li, Dongyang Pan. Study on the relationships between coal consumption and economic growth of the six biggest coal consumption countries: with coal price as a third variabl // Energy Procedia. 2014. Vol. 61. P. 624–634.

5. Sheng Yang, Qianqian Chen, Zhiqiang Liu, Yifan Wang, Zhiyong Tang, Yuhan Sun. Performance analysis of the wind energy integrated with a natural-gas-to-methanol process // Energy Conversion and Management. 2018. Vol. 173. P. 735–742.

6. Kijo-Kleczkowska A. Combustion of coal–water suspensions // Fuel. 2011. Vol. 90. P. 865–877.

7. Choudhury P. R. Slurry fuels // Progress in Energy and Combustion Science. 1992. Vol. 18. No. 5. P. 409–427.

8. Liu J., Wang R., Xi J., Zhou J., Cen K. Pilot-scale investigation on slurrying, combustion, and slagging characteristics of coal slurry fuel prepared using industrial wasteliquid // Applied Energy. 2014. Vol. 115. P. 309–319.

9. U. S. Department of the Interior Bureau of Mines and the Federal Energy Administration. Contract Report J0166163. 1977.

10. Syrodoy S. V., Kuznetsov G. V., Zhakharevicha A. V. Gutareva N. Yu., Salomatov V. V. The influence of the structure heterogeneity on the characteristics and conditions of the coal–water fuel particles ignition in high temperature environment // Combust. and Flame. 2017. Vol. 80. P. 196.

11. Malishev D. Yu., Syrodoy S. V., Shchegolihina Yu. V. Changing the characteristics of the ignition process of hydrocarbon fuels when used in the third component of charcoal // Conference on Heat and Mass Transfer in the Thermal Control System of Technical and Technological Energy Equipment 2019. HMTTSC.

12. Blasi C. D. Modeling chemical and physical processes of wood and biomass pyrolysis// Progress in Energy and Combustion Science. 2008. Vol. 34. P. 47–90.

13. Kuznetsov G. V. Syrodoy S. V. Salomatov V. V. Gutareva N. Yu. Choice of the Kinetic Scheme of Oxidation Reactions of the Gaseous Products of Coal Pyrolysis during Induction Period at Ignition of the Water–Coal Fuel Particles // Energy and Fuels. 2019. Vol. 33. No. 11.

УДК 662.612

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ И КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Е. А. Кузнецов, Е. С. Маркус, А. Ю. Снегирёв

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

Полимерные материалы составляют большую часть пожарной нагрузки в жилых и производственных помещениях, салонах самолетов и автомобилей, судовых каютах. Безопасное применение таких материалов предполагает выполнение стандартных требований по их воспламеняемости, горючести, способности к распространению пламени по поверхности [1]. Разработка новых теоретических моделей и расчетных кодов для моделирования прогрева, термического разложения, воспламенения и горения полимерных материалов, а также распространения пламени открывает возможность оптимизации программы натурных испытаний и прогноза поведения материалов в условиях реального пожара.

Динамика горения и критические условия зажигания и погасания твёрдых горючих материалов определяются тесной и нелинейной обратной связью между тепловым потоком из пламени, поступающим в слой материала, и скоростью образования летучих продуктов пиролиза [2]. Расчётный код Ansys Fluent [3], широко применяемый в промышленных разработках и научных исследованиях, обладает мощными средствами для численного моделирования турбулентного диффузионного горения и расчёта создаваемого пламенем лучистого теплового потока. Однако данный код не содержит модели термической деградации твёрдых горючих материалов при нагреве. Актуальность данной работы заключается в необходимости расширения функциональности существующего программного обеспечения и разработке методики совместного моделирования для прогнозирования горючести практически важных пожароопасных материалов.

В настоящее время опубликованы и используются следующие модели термической деградации твёрдых горючих материалов: Gpyro (университет Беркли, США [4]), Thermakin (университет Мэриленда, США [5]), Pyropolis [6] (СПбПУ, Россия). Модели пиролиза полимеров интегрированы в расчётных кодах FDS [7] и FireFOAM [8] для полевого моделирования пожаров. Используемая в данной работе модель Pyropolis рассматривает теплоперенос по нормали к поверхности слоя материала в условиях его нагрева и термического разложения с образованием горючего газа. Модель пригодна как для полностью газифицирующихся термопластиков, так и для обугливающихся материалов, разлагающихся с образованием пористого углистого остатка. Кинетическая модель термического разложения может включать несколько реакций (n-го порядка или автокаталитических). Учитывается лучистый теплоперенос в полупрозрачных пластиках и в пористом слое углистого остатка. Модель Pyropolis апробирована для широкого круга материалов, для которых опубликованы результаты измерений времени задержки зажигания и скорости выгорания в зависимости от внешнего теплового потока.

Целью данной работы является разработка и апробация методики совместного моделирования пиролиза конденсированного горючего и турбулентного пламени с помощью коммерческого программного обеспечения Ansys Fluent и модели Pyropolis. Для достижения указанной цели решаются следующие задачи.

1. Модификация модели Pyropolis для нагрева и пиролиза полимерных и композитных материалов.

2. Обеспечение взаимодействия модели Pyropolis с решателем Ansys Fluent в режиме параллельных вычислений.

3. Отработка методики численного моделирования ламинарного и турбулентного диффузионного пламени с учётом сажеобразования и теплового излучения, а также возможности локального погасания с помощью расчётного кода Ansys Fluent.

4. Применение модели Pyropolis совместно с решателем Ansys Fluent для расчётов воспламенения и горения полностью газифицирующихся и обугливающихся пластиков и композитных материалов в условиях стандартных испытаний на горючесть, сравнение с опубликованными экспериментальными и расчётными данными.

В работе получены следующие результаты.

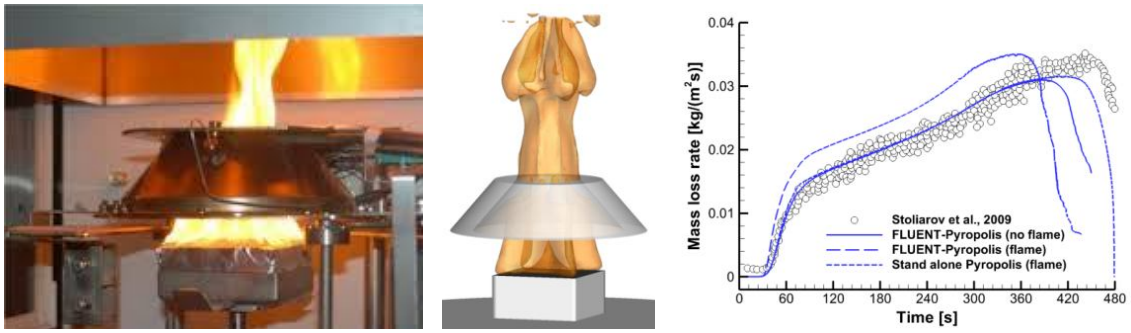
В ходе решения задач 1 и 2 модель Pyropolis модифицирована за счёт включения следующих новых опций: двухпотоковый метод расчёта переноса теплового излучения в слое частично прозрачного материала; возможность нагрева и воспламенения слоя материала с двух сторон. Разработан специальный интерфейс, обеспечивающий обмен информацией о тепловых потоках и скорости образования летучих между решателем Ansys Fluent и библиотекой Pyropolis. Интерфейс работает в параллельном режиме с произвольным числом процессов, используемых в Ansys Fluent, что позволяет применять разработанное программное обеспечение на современных суперкомпьютерах.

В ходе решения задачи 3 впервые выполнено трехмерное численное моделирование струйного ламинарного диффузионного пламени с учётом детальных химических механизмов, сажеобразования и теплового излучения [9]. Показано, что результаты расчётов согласуются с результатами измерений [10] при горении метана над цилиндрической горелкой бунзеновского типа (в спутном потоке воздуха). Отметим, что данный опыт применён авторами в расчётах диффузионного пламени, формирующегося в невесомости в космическом эксперименте BRE-Фламенко [11].

В расчётах естественно-конвективного турбулентного диффузионного пламени над пористой горелкой (горючее – метан) или поверхностью жидкого горючего (гептан) отработана методика моделирования образования сажи с помощью модели Мосса–Брукса. Кроме того, предложена новая формула для учёта влияния подсеточных турбулентных пульсаций и неразрешаемых на сетке фрагментов пламени на расчётное значение эмиссии теплового излучения [9]. Для учёта возможности локального погасания неразрешаемых на сетке фрагментов пламени, применены две подсеточные модели (модель критической температуры пламени и модель реактора идеального перемешивания). Сравнение моделей выполнено для диффузионного горения в условиях ограниченной вентиляции [12].

В рамках задачи 4 рассмотрены следующие сценарии. Во-первых, выполнен расчёт воспламенения и горения пластины полиметилметакрилата 10x10 см в конусном калориметре при включённом внешнем тепловом потоке, а также в самоподдерживающемся режиме (после выключения нагревателя). При включённом внешнем нагреве получено хорошее согласие с результатами экспериментов [13], в которых измерялась зависимость скорости убыли массы образца от времени (рис. 1). Однако после выключения внешнего нагрева расчёт предсказывает погасание пламени, что противоречит наблюдавшемуся в экспериментах продолжению горения в самоподдерживающемся режиме. Такое рассогласование указывает на то, что расчёт занижает тепловой поток, поступающий из пламени в материал. Аналогичный результат был получен при использовании расчётного кода FDS. Это связано с тем, что вблизи поверхности материала расположен фрагмент ламинарного диффузионного пламени, неразрешаемый на сетке. Для того, чтобы учесть существование такого фрагмента (температура которого зависит от концентрации кислорода в ячейке), в данной работе была предложена специальная модификация (пристеночная функция) для теплового потока на поверхности горючего материала. Указанная модификация допускает переключение на стандартную ап-

проксимацию теплового потока, если размеры пристеночных ячеек достаточно малы, чтобы разрешить температурный градиент. Результаты расчётов показали, что применение коррекции теплового потока позволяет воспроизвести самоподдерживающееся горение, причём расчётная скорость выгорания соответствует экспериментальным данным.

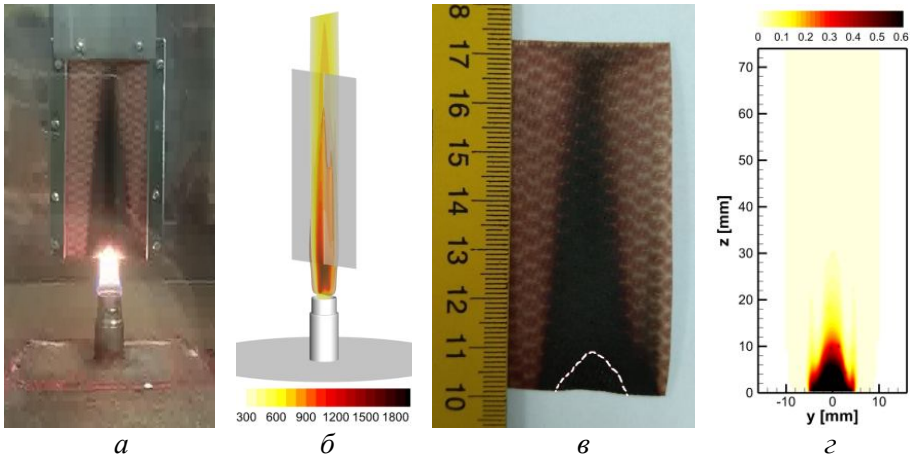


а *б* *в*

Рис. 1. Испытание полимерного материала (ПММА) на горючесть в конусном калориметре при падающем тепловом потоке 52 кВт/м^2: *а* – горение испытуемого образца; *б* – визуализация пламени в расчётах (Fluent-Pyropolis, изоповерхность 500 °C), *в* – изменение скорости выгорания образца во времени (линии – расчёт Fluent-Pyropolis, кружки – экспериментальные данные [13])

Во-вторых, выполнены расчёты горения вертикальных образцов полимерных и композитных материалов в условиях стандартного теста на горючесть с использованием бунзеновской горелки [1]. При этом применяется совместное (сквозное) решение уравнений для газовой и твёрдой фазы. Принципиальным отличием данного сценария от предыдущего являются одновременный расчёт как пламени летучих продуктов пиролиза, так и пламени бунзеновской горелки. Кроме того, рассматривается возможность двустороннего нагрева, воспламенения и горения образца.

Расчёты выполнены для двух видов материалов: трудногорючих композитных пластин и легкогорючего термопластика (полиметилметакрилат). В расчётах использовали кинетические модели пиролиза рассматриваемых материалов, построенные на основе измерений в кислородном микрокалориметре. Результаты расчётов сравнивали с данными эксперимента, в котором пластину композитного материала прокаливали в пламени горелки (рис. 2, *а*, *б*) в течение 60 с. Результаты расчётов для пластины композитного материала хорошо согласуются с измеренными значениями полной потери массы образца, а также с наблюдаемой формой и размерами выгоревшей части поверхности (рис. 2, *в*, *г*).



а *б* *в* *г*

Рис. 2. Испытание композитного материала на горючесть под действием пламени бунзеновской горелки: *а* – эксперимент; *б* – визуализация пламени в расчёте (Fluent-Pyropolis); *в* – образец после испытания с контуром выгоревшего участка; *г* – визуализация выгоревшего участка в расчёте

В то же время, в расчётах для легкогорючего термопластика получено значительно более быстрое распространение пламени по поверхности, чем наблюдалось в эксперименте. Возможная причина рассогласования заключается в неточном моделировании кинетики окисления летучих, для которых в расчёте использовали завышенную скорость реакции, что вызывало практически мгновенное воспламенение. При рассмотрении трудногорючих материалов данная особенность модели не существенна, так как тепловыделение при горении летучих намного меньше.

Разработанное программное обеспечение открывает возможность выполнения виртуальных испытаний материалов на горючесть, в которых воспроизводятся условия стандартных тестов (конусный калориметр, проточный аппарат OSU, зажигание пламенем бунзеновской горелки [1]). Кроме того, достигнутое согласие с результатами реальных экспериментов указывает на возможность применения данного ПО для прогноза развития реального пожара.

Работа выполнена при поддержке компании Боинг (США) и Российского научного фонда (проект 16-49-02017). Вычислительные ресурсы предоставлены суперкомпьютерным центром «Политехнический» (СПбПУ).

Литература

1. Marker T.R. Aircraft Materials Fire Test Handbook, Revision 3, Federal Aviation Administration, Interim Report DOT/FAA/TC-17/55, 2019.

2. Snegirev A., Kuznetsov E., Markus E. Coupled analytical approach to predict piloted flaming ignition of non-charring polymers // Fire Saf. J. 2017. Vol. 93. P. 74–83.

3. ANSYS Fluent [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.ansys.com/ products/fluids/ansys-fluent. Дата обращения 15.11.2019.

4. Lautenberger C., Fernandez-Pello C. Generalized pyrolysis model for combustible solids // Fire Safety Journal. 2009. Vol. 44. P. 819–839.

5. Stoliarov S. I., Lyon R. E. Thermo-kinetic model of burning. Report No DOT/FAA/AR-TN08/17. U.S. Department of Transportation, Federal Aviation Administration. 2008. P. 32.

6. Snegirev A., Talalov V., Stepanov V., Harris J. A new model to predict pyrolysis, ignition and burning of flammable materials in fire tests // Fire Safety J. 2013. Vol. 59. P. 132–158.

7. Fire Dynamics Simulator (FDS) and Smokeview (SMV) [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://pages.nist.gov/fds-smv/. Дата обращения 15.08.2019.

8. FireFOAM [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://github.com/fireFoam-dev. Дата обращения 15.11.2019.

9. Snegirev A., Markus E., Kuznetsov E., Harris J., Wu T. On soot and radiation modeling in buoyant turbulent diffusion flames // Heat Mass Transfer. 2018. Vol. 54, No. 8. P. 2275–2293.

10. Smyth K. C., Diffusion Flame Measurements, Building and Fire Research Laboratory, NIST, https://www.nist.gov/el/fire-research-division-73300/diffusion-flame-measurements.

11. Kuznetsov E., Snegirev A., Markus E., Radiative extinction of a diffusion flame in microgravity // Proceedings of the Ninth International Seminar on Fire and Explosion Hazards, 21–26 April 2019, St. Petersburg, Russia, Ed. by Snegirev A., Tamanini F., Bradley D., Liu N., Molkov V., Chaumeix N., St. Petersburg, SPbPU Publ., 2019. Vol. 1. P. 214–224.

12. Snegirev A., Kuznetsov E., Markus E., Harris J., Moravec B. Performance and calibration of two subgrid extinction models for turbulent diffusion combustion in an under-ventilated enclosure fire // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 1107. P. 042011.

13. Stoliarov S. I., Crowley S., Lyon R. E., Linteris G. T. Prediction of the burning rates of non-charring polymers // Combustion and Flame. 2009. Vol. 156. P. 1068–1083.

УДК 532.546

О МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ В ПОРИСТЫХ ОБЪЕКТАХ С ХИМИЧЕСКИМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ И ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ ПРИ ПРИНУДИТЕЛЬНОЙ И ЕСТЕСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗА

Н. А. Луценко[1,2]

[1]Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток, Россия
[2]Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, Россия
NickL@inbox.ru

Рассматриваются процессы при нестационарных течениях газа через пористые среды, в которых могут происходить химические превращения и фазовые переходы, сопровождающиеся выделением или поглощением энергии, в том числе горение твердой фазы. Предложены математические модели и оригинальные вычислительные алгоритмы для исследования указанных процессов в условиях как принудительной фильтрации, так и естественной конвекции. Математические модели строятся в предположении взаимодействующих взаимопроникающих континуумов [1] с использованием классических подходов теории фильтрационного горения [2] и включают в себя уравнения движения, неразрывности, состояния и энергии для каждого компонента (конденсированного и газообразного). Предполагается, что скорости фазовых переходов неизвестны априори и лимитируются только притоком/оттоком энергии, и при этом фазовые переходы происходят при фиксированной температуре. В связи с этим при рассмотрении плавления/затвердевания фазовый переход учитывается в уравнении энергии твердой среды в виде слагаемого пропорционального скорости изменения доли расплавившегося вещества по аналогии с теорией двухфазной зоны [3], а для описания испарения/конденсации в уравнениях энергии твердой и газовой фазы включаются слагаемые, пропорциональные, соответственно, скорости уменьшения эффективной плотности претерпевающего фазовый переход конденсированного вещества за счет испарения и скорости уменьшения эффективной плотности испарившегося вещества за счет конденсации. Процессы горения описываются одностадийной химической реакцией первого порядка по отношению к каждому компоненту, при этом скорости реакций как горения, так и газификации (разложения) записываются в виде уравнения Аррениуса. В уравнении энергии конденсированного компонента кроме притоков/оттоков энергии за счет химических превращений и фазовых переходов (при их наличии) учитывается также теплопроводность и межфазный теплообмен, интенсивность которого предполагается пропорциональной разности фазовых температур в точке среды. В уравнении энергии газа также учитывается теплопроводность и межфазный теплообмен. Для описания динамики газа используется уравнение сохранения импульса для пористых сред, которое является более корректным, чем классическое уравнение Дарси. Твердая фаза во всех процессах предполагается неподвижной, поэтому уравнение движения для неё вырождается. Также полагается, что жидкая фаза конденсированной среды остается неподвижной – связанной с остальным твердым веществом – и не вытекает за счет адсорбции или изоляции. В моделях учитывается изменение объема и массы фаз при химическом взаимодействии и фазовых переходах, наличие диффузии окислителя, а также полагается справедливость уравнения состояния совершенного газа.

Оригинальные численные алгоритмы основаны на комбинации явных и неявных конечно-разностных схем. Все уравнения в частных производных, за исключением уравнения неразрывности газа, преобразовываются в явные конечно-разностные схемы. Уравнение неразрывности газа преобразовывается в неявное конечно-разностное уравнение, из которого методом прогонки определяется давление с учетом уравнения состояния совершенного газа.

Следует заметить, что при наличии фазовых переходов уравнения энергии распадаются на несколько уравнений (по числу фигурирующих в них частных производных по времени), из которых определяются не только температуры конденсированной и газовой фаз, но также и доля расплавившегося материала, уменьшение эффективной плотности претерпевающего фазовый переход конденсированного вещества за счет испарения и уменьшение эффективной плотности испарившегося вещества за счет конденсации.

Разработанные модели и методы расчета эффективно используются при решении разнообразных задач:

– горения природных и техногенных пористых систем при принудительной фильтрации и естественной конвекции [4, 5];

– зарядки/разрядки тепловых аккумуляторов на основе гранулированных или капсулированных материалов с фазовыми переходами [6, 7];

– газификации твердого горючего в комбинированном заряде низкотемпературного газогенератора высокоскоростного летательного аппарата [8, 9];

– извлечения ценных металлов из металлсодержащих сред методом фильтрационного горения [10].

При рассмотрении горения природных и техногенных пористых систем было исследовано распространение двумерных волн гетерогенного горения при различных условиях и обнаружено, что при горении твердых пористых сред при принудительной фильтрации газ, двигаясь по объекту, стремится огибать разогретые зоны и течь по более холодным областям. Обнаружено, что при горении твердых пористых сред в условиях естественной конвекции в окрестности очага горения возникают вихревые течения газа, которые могут существовать достаточно долго и сильно влияют на приток окислителя в зону реакции. При этом направления газовых потоков на проницаемых границах пористого объекта могут изменяться с течением времени, т. е. подсос газа в зону реакции может происходить через разные области открытых границ.

При исследовании процессов в гранулированных или капсулированных материалах с фазовыми переходами было показано, что предлагаемая модель может хорошо описывать даже малогабаритные теплоаккумуляторы с достаточно крупными гранулами или капсулами – моделирование теплоаккумулятора при отношении размера объекта к размеру гранулы менее 100 показало хорошее соответствие расчетных данных с экспериментальными. Показано, что пренебрежение сжимаемостью газа при моделировании гранулированных материалов с фазовыми переходами может при определенных параметрах задачи приводить к большим ошибкам, и не может обеспечить гарантированную верхнюю или нижнюю оценку для реального времени процесса. Были исследованы режимы загрузки (накопления энергии) и разгрузки (отдачи энергии) накопителей энергии на основе гранулированных материалов с фазовыми переходами и установлены особенности влияния на процесс формы объекта и теплопотерь через боковые стенки.

При исследовании газификации твердого пористого горючего в комбинированном заряде низкотемпературного газогенератора с последовательным расположением твердого топлива и горючего для генерации углеводородных газов предложенная модель позволила рассчитать процессы в таком газогенераторе при одномерных течениях. Расчеты позволяют определить предельное время работы двигательной установки высокоскоростного летательного аппарата с указанным газогенератором и установить особенности влияния параметров системы на данное предельное время.

При моделировании фильтрационного горения пористых металлсодержащих сред было обнаружено, что при распространении спутной волны фильтрационного горения при принудительной фильтрации происходит накопление металла (повышение его концентрации) в области перед фронтом реакции. При этом при распространении фронта горения область

с повышенным содержанием металла также продвигается по объекту, а концентрация металла в ней увеличивается. Таким образом, показано, что посредством фильтрационного горения можно эффективно обогащать металлсодержащие среды, повышая в них концентрацию редких металлов в десятки раз. Меняя условия горения можно управлять процессом накопления металлов, а именно, ускорять процесс или увеличивать максимальную концентрацию металла.

Результаты получены с использованием оборудования ЦКП "Дальневосточный вычислительный ресурс" ИАПУ ДВО РАН.

Автор выражает благодарность доктору физ.-мат. наук Е. А. Салганскому и С. С. Фецову за содействие в проведении исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 22-29-01129).

Литература

1. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. – 336 с.
2. Алдушин А. П., Мержанов А. Г. Теория фильтрационного горения: общие представления и состояние исследований // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск: Наука, 1988. С. 9–52.
3. Авдонин Н. А. Математическое описание процессов кристаллизации. Рига: Зинатне, 1980. – 180 с.
4. Левин В. А., Луценко Н. А. Двумерные течения газа при гетерогенном горении твердых пористых сред // Докл. РАН. 2017. Т. 476, № 1. С. 30–34.
5. Lutsenko N. A. Numerical model of two-dimensional heterogeneous combustion in porous media under natural convection or forced filtration // Combustion Theory and Modelling. 2018. Vol. 22, Issue 2. P. 359–377.
6. Левин В. А., Луценко Н. А., Фецов С. С. Моделирование движения газа через слой гранулированного теплоаккумулирующего материала с фазовым переходом // Докл. РАН. 2018. Т. 479, № 4. С. 386–389.
7. Lutsenko N. A., Fetsov S. S. Influence of gas compressibility on gas flow through bed of granular phase change material // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 130. P. 693–699.
8. Левин В. А., Луценко Н. А., Салганский Е. А., Яновский Л. С. Модель газификации твердого горючего в комбинированном заряде низкотемпературного газогенератора летательного аппарата // Докл. РАН. 2018. Т. 482, № 2. С. 150–154.
9. Salgansky E. A., Lutsenko N. A., Levin V. A., Yanovskiy L. S. Modeling of solid fuel gasification in combined charge of low-temperature gas generator for high-speed ramjet engine // Aerospace Science and Technology. 2019. Vol. 84. P. 31–36.
10. Lutsenko N. A., Salgansky E. A. On the modelling of the extraction process of rare metals from metal-containing systems by the method of filtration combustion // J. of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1268. P.012044.

УДК 662.612

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПО СПЛОШНЫМ И ДИСКРЕТНЫМ ПОВЕРХНОСТЯМ ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА

Е. С. Маркус, Е. А. Кузнецов, О. Б. Омельченко, А. Ю. Снегирёв

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

Динамика развития пожара определяется режимом распространения пламени по поверхности горючих материалов (пожарной нагрузки). Этот сложный физико-химический процесс является результатом тесного взаимодействия между пиролизом горючего материала и газофазным горением летучих, которое приводит к последовательному зажиганию новых участков поверхности горючего материала. В зависимости от размеров и ориентации поверхности, наличия внешнего нагрева и условий окружающей среды возможна реализация различных режимов распространения пламени [1], определяющих динамику опасных факторов пожара.

Для количественного прогнозирования динамики опасных факторов пожара с учетом распространения пламени требуется численное моделирование. В современной инженерной практике применяется метод «проектного пожара», в котором скорость роста мощности тепловыделения и скорость распространения пламени задаются заранее на основе имеющихся экспериментальных данных и экспертных оценок. Зависимость скорости газификации пожарной нагрузки от теплового потока из пламени в этом случае не учитывается, что не позволяет прогнозировать явления зажигания и погасания. Пригодная для широкой инженерной практики методика численного моделирования распространения пламени с учетом тепловой обратной связи между указанными явлениями при наличии теплопередачи и реакций пиролиза в горючем материале к настоящему времени не разработана. Чтобы подчеркнуть важную роль тепловой обратной связи, такую постановку задачи будем называть совместным моделированием, в отличие от раздельного моделирования, применяемого в методе проектного пожара.

Одним из наиболее опасных сценариев оказывается распространение пламени вверх по поверхности горючих материалов за счет формирования сонаправленного естественно-конвективного потока, приводящего к интенсификации теплового обмена между газофазным пламенем и твердой фазой. При численном моделировании такого сценария особенное внимание уделяют именно учету тепловой обратной связи, для чего используют различные комбинации моделей твердой и газовой фазы, реализованные в расчётных кодах FDS [2] и FireFOAM [3]. Модель и код FireFOAM были использованы для расчёта распространения пламени по вертикальным пластинам полиметилметакрилата [4] и по поверхностям коробок и рулонов бумаги на высокостеллажном складе [5, 6]. Турбулентное пламя моделируется методом крупных вихрей, расчёт горения выполняется для одностадийной глобальной реакции окисления летучих, скорость расходования которых определяется по модели диссипации вихрей. Отметим, что в работе [4] учтено наличие ламинарно-турбулентного перехода в восходящем потоке, а в работах [5, 6] использована специальная модель пиролиза, учитывающая отслоение листов бумаги и растрескивание углистого остатка. Менее затратными оказываются двумерные расчеты, выполненные с помощью OpenFOAM [7] или FDS [8], что, однако, приводит к потере части информации о существенно трехмерной структуре пламени. К моменту публикации работ [8–15] примеры использования современной версии FDS для трёхмерных расчётов распространения пламени по поверхности горючих материалов отсут-

ствовали. Это указывает на необходимость апробации FDS путём сравнения с экспериментальными данными и адаптации FDS для данного класса задач.

Для инженерной практики представляет интерес широкий круг практически важных материалов с существенно разными особенностями их термического разложения. Калибровка соответствующих детальных моделей требует настройки большого числа эмпирических параметров. В связи с этим целесообразно применение упрощённых моделей пиролиза с минимальным числом параметров. Для оценки применимости упрощённых моделей пиролиза в расчётах распространения пламени необходимо сравнить результаты расчётов, выполненных с разными моделями пиролиза, с экспериментальными данными. В данной работе используются два вида моделей пиролиза: кинетическая (с конечной скоростью реакции термического разложения материала, зависящей от температуры и глубины превращения) и тепловая (инертный нагрев до достижения температуры воспламенения на поверхности с последующим выгоранием с постоянной скоростью).

Наибольшая трудность совместного моделирования термического разложения пожарной нагрузки и газофазного горения летучих состоит в достаточно точном вычислении теплового потока на поверхности горючего материала. Следует отметить, что тепловой поток включает лучистую и конвективную составляющие, соотношение которых зависит от размеров пламени и может сильно отличаться на разных участках поверхности. Это делает необходимым специальное исследование для оценки точности расчёта теплового потока от газофазного пламени к твёрдой поверхности и выявления необходимого сеточного разрешения.

Цель данной работы – разработка и апробация методики численного моделирования распространения пламени с помощью расчётного кода FDS с учетом тепловой обратной связи между тепловыделением в газофазном пламени и скоростью газификации горючего материала. Поставленная цель достигается последовательным решением следующих задач.

1. Численное моделирование турбулентного пламени у вертикальной пористой стенки, через которую с заданным расходом подается горючий газ (оценка точности расчёта теплового потока на поверхности, влияние сеточного разрешения).

2. Численное моделирование распространения пламени турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности (совместное моделирование с использованием кинетической модели пиролиза).

3. Разработка и апробация приближённой аналитической (тепловой) модели распространения турбулентного пламени вверх по плоской вертикальной поверхности. Получение приближённых формул для зависимости координаты фронта и скорости его распространения от времени.

4. Численное моделирование распространения турбулентного пламени вверх по вертикальной поверхности с использованием тепловой модели пиролиза. Интерпретация результатов с помощью приближённых формул и определение области применимости тепловой модели.

5. Численное моделирование распространения турбулентного пламени по дискретной пожарной нагрузке. Прогноз развития пожара в многоуровневом стеллажном хранилище.

Расчеты выполнены с использованием модели и кода FDS, в основе которого лежит численное решение уравнений Навье–Стокса, записанных в приближении малых чисел Маха. Для моделирования турбулентного течения используется LES подход с подсеточной моделью Дидорфа. Для моделирования турбулентного горения применяется модель дробления вихрей, в рамках которой рассматривается бесконечно быстрая одностадийная необратимая реакция окисления горючего. Скорость выгорания определяется интенсивностью подсеточного смешения реагентов. Уравнение переноса теплового излучения решается методом контрольных объемов. Спектральные свойства газообразных продуктов сгорания и сажи учитываются в приближении серого газа в зависимости от локальных значений концентраций и

температуры. Для расчета твердой фазы решается одномерное уравнение теплопроводности с источниками/стоками тепла, обусловленными термическим разложением материала и поглощением теплового излучения.

При решении поставленных задач получены следующие результаты, достоверность которых проверена на основании сравнения с экспериментальными данными.

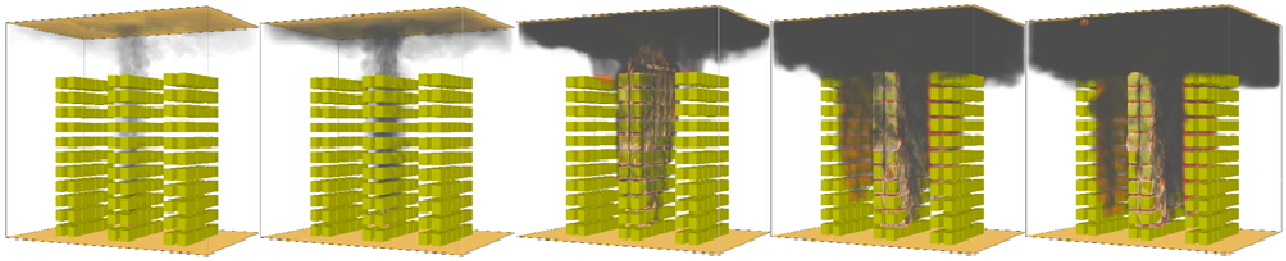
В первой части работы (задача 1) проверена точность расчета структуры и динамики естественно-конвективного турбулентного диффузионного пламени у вертикальной поверхности, через которую с заданным расходом подаётся газообразный пропилен. Это позволило проверить точность расчета теплового потока от пламени у вертикальной стенки без учета пиролиза горючего материала. Определены требования к размеру ячеек сетки в пристеночной области, обеспечивающему пространственное разрешение структуры пограничного слоя. Показано [11], что расчётное значение суммарного теплового потока на поверхности согласуется с результатами опубликованных экспериментальных данных.

Во второй части работы (задача 2) выполнена серия численных расчетов зажигания и горения вертикальной пластины термопластика (полиметилметакрилат) высотой 5 м с использованием кинетической модели пиролиза для определения возможных режимов распространения пламени. Показано, что скорость распространения пламени зависит от формы, размеров и мощности нагревателя-воспламенителя, а также от бокового захвата воздуха. Идентифицированы три режима распространения пламени, отличающихся формой фронта пиролиза, и определены критические параметры нагревателя для инициирования распространения пламени [11].

В третьей части работы (задача 3) сформулирована приближенная аналитическая модель распространения пламени вверх по вертикальным поверхностям горючего материала, использующая эмпирические данные для высоты пламени и аналитическое решение для температуры поверхности термически толстого слоя. Показано, что ранее опубликованная версия модели [1] противоречит экспериментальным данным и предложена её модификация, применение которой позволяет воспроизвести измеренные зависимости координаты фронта и скорости его распространения от времени [12, 13].

В четвертой части работы (задача 4) исследована область применимости упрощенной тепловой модели пиролиза для расчета распространения пламени вверх по вертикальной поверхности. Установлено существенное рассогласование результатов тепловой теории с экспериментальной скоростью распространения пламени, вызванное неравномерным распределением скорости выгорания по вертикали. Показано, что удовлетворительное согласие с экспериментальными данными можно получить, если учесть увеличение скорости выгорания по высоте [12, 13]. В тоже время показано, что если высота элементов пожарной нагрузки не превышает 1 м, то применение тепловой модели пиролиза дает удовлетворительное согласие с экспериментом.

Тепловая теория применена в заключительной части работы (задача 5) для прогноза развития пожара на высокостеллажном складе (рисунок). Решение данной задачи имеет большое практическое значение. Упорядоченное компактное расположение пожарной нагрузки, наличие зазоров, трудная доступность горящих поверхностей приводит к резкому росту мощности тепловыделения и осложняет обнаружение и подавление пожара на таких объектах. В данной работе показано, что при надлежащем выборе модельных параметров и теплофизических свойств горючего материала (плотность, теплоемкость, коэффициент теплопроводности, скорость выгорания, толщина слоя материала и теплота его газификации) расчёт с хорошей точностью воспроизводит измеренную зависимость мощности тепловыделения от времени. Методика выбора модельных и численных параметров, представленная в [12, 14], может быть перенесена на другой тип пожарной нагрузки. Результаты расчётов позволяют оценить эффективность работы систем обнаружения пожара [15].



Развитие пожара на высокостеллажном складе [12]. Материал кубических коробок – картон. Зажигание происходит в центре нижнего яруса центрального стеллажа. Представлены моменты времени 100–300 с с шагом 50 с. Показаны изоповерхности объемной мощности тепловыделения (200 кВт/м^3) и поле массовой доли сажи

Расчеты выполнялись с использованием вычислительных ресурсов СКЦ «Политехнический» (СПбПУ) при поддержке РНФ (грант 16-49-02017), группы компаний «Гефест» (Санкт-Петербург) и компании Боинг (США).

Литература

1. Quintiere J. G. Surface Flame Spread. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. 2nd Ed. NFPA, 2002. P. 2-246 – 2-257.

2. Fire Dynamics Simulator (FDS) and Smokeview (SMV) [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://pages.nist.gov/fds-smv/. Дата обращения 15.11.2019.

3. FireFOAM [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://github.com/fireFoam-dev. Дата обращения 15.11.2019.

4. Fukumoto K., Wang C., Wen J., Large eddy simulation of upward flame spread on PMMA walls with a fully coupled fluid–solid approach // Combust. Flame. 2018. Vol. P. 365–387.

5. Ren N., de Vries J., Zhou X., Chaos M., Meredith K. V., Wang Y. Large-scale fire suppression modeling of corrugated cardboard boxes on wood pallets in rack-storage configurations // Fire Saf. J. 2017. Vol. 91. P. 695–704.

6. Ren N., Zeng D., Meredith K., Chaos M. CFD Modeling of Fire Growth between Vertical Paper Rolls // Proc. of the 9th U. S. National Comb. Meeting. 2015. P. 1–10.

7. Карпов А. И., Шаклеин А. А., Болкисев А. А. Оценки скорости распространения турбулентного пламени вверх по поверхности ПММА // Химическая физика и мезоскопия. 2017. Т. 19, № 4. С. 499–505.

8. Park J. H., Brucker J., Seballos R., Kwon B., Liao Y. T. T. Concurrent flame spread over discrete thin fuels // Combust. Flame. 2018. Vol. 191. P. 116–125.

9. Kwon J. W., Dembsey N. A., Lautenberger C.W., Evaluation of FDS V.4: Upward flame spread // Fire Technol. 2007. Vol. 43. P. 255–284.

10. Snegirev A., Kuznetsov E., Markus E. Coupled analytical approach to predict piloted flaming ignition of non-charring polymers // Fire Saf. J. 2017. Vol. 93. P. 74–83.

11. Маркус Е. С., Кузнецов Е. А., Снегирёв А. Ю. Естественно-конвективное турбулентное диффузионное пламя у вертикальной поверхности // ФГВ. 2018. Т. 54, № 3. С. 36–46.

12. Markus E., Snegirev A., Kuznetsov E., Tanklevskiy L. Application of the thermal pyrolysis model to predict flame spread over continuous and discrete fire load // Fire Saf. J. 2019. Vol. 108. P. 102825.

13. Markus E., Snegirev A., Kuznetsov E., Tanklevskiy L. Fire Growth in a High-rack Storage // Proceedings of the Ninth Intern. Seminar on Fire and Explosion Hazards (ISFEH9), Saint Petersburg, Russia / Ed. by A. Snegirev et al. SPbPU Publ., 2019. Vol. 2. P. 796–807.

14. Markus E., Snegirev A., Kuznetsov E., Tanklevskiy L. Application of a simplified pyrolysis model to predict fire development in rack storage facilities // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 1107. P. 042012.

15. Маркус Е. С., Снегирев А. Ю., Кузнецов Е. А., Танклевский Л. Т., Аракчеев А. В. Численное моделирование распространения пламени по дискретной совокупности горючих материалов // Пожаровзрывобезопасность. 2019. Т. 28, № 4. С. 29–41.

УДК 621.175

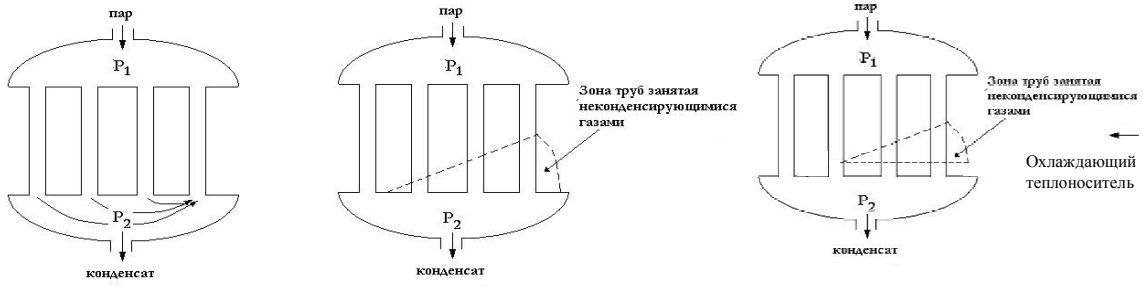
ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ С КОНДЕНСАЦИЕЙ ПАРА ВНУТРИ ТРУБ

О. О. Мильман[1,2], А. Ю. Картуесова[2], А. В. Кондратьев[2]

[1]Калужский государственный университет им. К. Э. Циолковского, г. Калуга, Россия
[2]ЗАО «Научно-производственное внедренческое предприятие «Турбокон», г. Калуга, Россия

Конденсаторы пара являются неотъемлемой частью энергогенерирующих установок, поэтому изучению вопросов их проектирования, эксплуатации и совершенствования должно уделяться много внимания. В данной работе приведены результаты изучения влияние характера движения охлаждающей среды на теплообмен при конденсации в четырех случаях: при поперечном обтекании трубного пучка; при продольном обтекании труб в варианте прямотока или противотока; при конденсации перегретого пара и при неравномерном распределении охлаждающей среды в различных зонах теплообменного аппарата и при наличии неконденсирующихся газов в паре.

В идеальном случае для пара без примесей неконденсирующихся газов (НКГ) нижнюю часть первых труб должен заполнить пар, поступивший из последующих по ходу охлаждающей среды труб (рис. 1, *а*).



а *б* *в*

Рис. 1. Качественная картина распределения потоков пара: *а* – чистый пар; *б*, *в* – с примесями неконденсирующихся газов

При наличии неконденсирующихся газов, что характерно для вакуумных конденсаторов, эти газы накапливаются в нижней части первых труб, существенно снижая эффективность конденсации. Следствием будет менее эффективное использование поверхности теплообменника и заметное переохлаждение конденсата на выходе из первых труб (рис. 1, *б*), а также опасность замерзания конденсата при отрицательных значениях t.

Возможен также третий вариант распределения потоков пара и НКГ (рис. 1, *в*), когда вакуумная система достаточно плотная и поступление газов очень мало. В этом случае пар

из последующих рядов конденсируется в нижней части первого ряда, а НКГ накапливается несколько выше, образуя зону с пониженной эффективностью теплообмена. Такая ситуация может возникнуть из-за наличия остаточных газов при вакуумировании системы: эти газы займут часть пространства в первых рядах труб.

Условием равновесия системы на рис. 1, *в* является равенство потока НКГ $G_{\text{НКГ}}$ и диффузионного потока из зоны повышенной концентрации НКГ:

$$G_{\text{НКГ}} = -fD\,\text{grad}\,\rho_{\text{НКГ}}. \qquad (1)$$

Были проведены испытания на Верхнемутновской геотермальной электростанции с применением тепловизора. Типичная картина распределения температур в нижней части панелей воздушно-конденсационной установки (ВКУ) приведена на рис. 2 со стороны входа и выхода воздуха. Явление захолаживания нижней части первых по ходу воздуха труб четко проявляется и в этой ВКУ на высоте около 1 м.

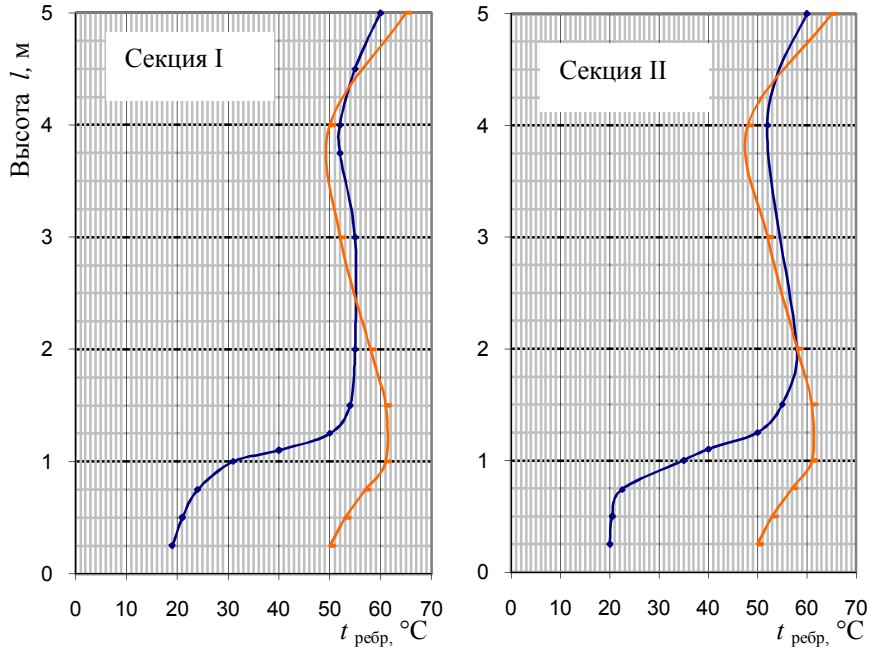


Рис. 2. Распределение температур ребер по высоте труб: синяя кривая – $t_{\text{вз}}$ = +2 °C; 8:00; красная – +14 °C; 15:00

Таким образом, при поперечном обтекании трубного пучка в первых рядах по ходу охлаждающей среды возникают зоны пониженной эффективности теплообмена, в которых накапливаются неконденсирующиеся газы; следствием этого является переохлаждение конденсата, а при низких температурах опасность его замерзания и разрушения труб.

В зависимости от условий охлаждения расход пара может изменяться по-разному. Для случая противотока или прямотока изменения расхода по длине трубы будет различным.

Экспериментально было установлено, что потери давления конденсирующегося пара при противотоке всегда больше, чем при прямотоке или перекрестном токе; основными параметрами, определяющими это соотношение потерь давления, являются массовое расходное паросодержание на выходе x и величина $kF_0/(cG_w)$; с ростом $kF_0/(cG_w)$ отношение $\Delta p_{\text{прот}}/\Delta p_{\text{прям}}$ увеличивается, с ростом x – уменьшается, при $kF_0/(cG_w) \to 0$ отношение $\Delta p_{\text{прот}}/\Delta p_{\text{прям}} \to 1$. На рис. 3 приведено отношение $\Delta p_{\text{прот}}/\Delta p_{\text{прям}}$. Анализ экспериментальных данных показал, что модель расчета потери давления с учетом изменения импульса продольного течения дает лучшее согласие с экспериментом, чем модель квадратичной зависимости.

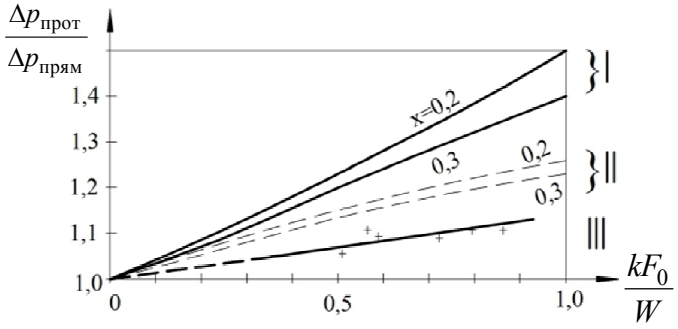


Рис. 3. Соотношение потерь давления конденсирующегося пара при прямотоке и противотоке: I, II – расчет, III (+) – эксперимент

Теплообмен при конденсации перегретого пара в трубе детально исследован в [1]. В [2] получено уравнение для расчета изменения температуры перегрева $\vartheta = t_{\text{п}} - t_{\text{s}}$ по длине трубы в виде зависимости $\vartheta_2/\vartheta_1 = \exp\left(-\alpha F/(cG)\right)$, результаты обобщенных экспериментальных данных представлены на рис. 4 в виде зависимости

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = f\left(\frac{\alpha F}{cG_w M}\right).$$

Экспериментально подтверждено, что при конденсации перегретый пар остается перегретым по всей длине трубы, если паросодержание на выходе из трубы $x > 0$.

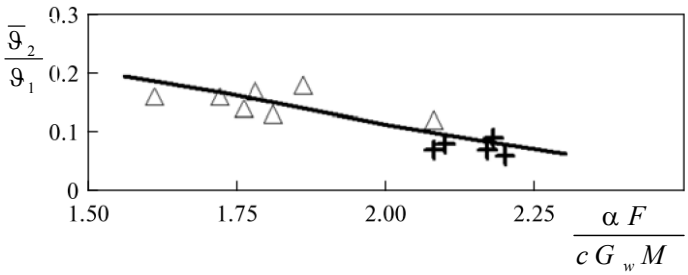


Рис. 4. Зависимость относительного охлаждения пара от параметра $\alpha F/(cG_wM)$

Одним из последствий неравномерного охлаждения теплообменной поверхности конденсатора является дополнительный объем несконденсированного пара ΔV на выходе из конденсатора, который затем поступает в эжектор [3–6]. Это приводит к увеличению давления на всасе эжектора $P_э$ и, как следствие, к смещению характеристики конденсатора в зону более высоких давлений.

Был создан модельный конденсатор из двух параллельно работающих каналов, имеющих общий подвод пара. Каждый канал – «труба в трубе»: во внутренней трубе сверху вниз движется пар, в наружной – охлаждающая вода.

Экспериментально было установлено положительное влияние дросселя на линии отвода паровоздушной смеси к пароструйному эжектору при неравномерном охлаждении параллельных каналов конденсатора. Эффективность дросселя проявляется при значительной неравномерности расхода охлаждающей среды (рис. 5) за счет уменьшения объема отсасываемой парогазовой смеси газоудаляющим устройством объемного типа. На рис. 5 показаны графики зависимости располагаемой разности температур конденсатора Δ от относительного расхода охлаждающей воды на первый канал $\overline{G}_{\text{ов}}$. На режимах моделировалось неравномерное охлаждение части теплообменной поверхности конденсатора: В режимах № 3, 4 в пар подавался воздух с массовой долей в паре 1%. Обосновано и экспериментально подтверждено наличие оптимального размера дросселя на линии отвода неконденсирующихся газов. Все эти особенности работы необходимо учитывать при расчете и проектировании теплообменных аппаратов с конденсацией пара внутри труб и каналов.

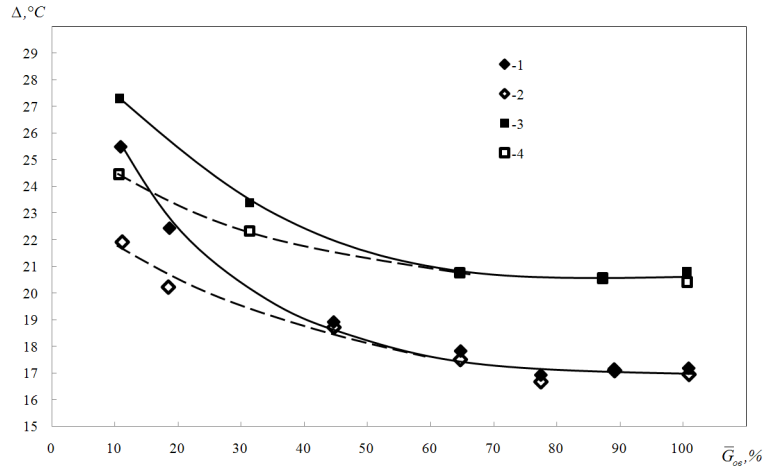


Рис. 5. Зависимость располагаемой разности температур конденсатора от Δ от относительного расхода охлаждающей воды на первый канал $\overline{G}_{ов}$ с дросселями Ø3.5 мм: 1 – режим № 1 без дросселей; 2 – режим № 2 с дросселями; 3 – режим № 3 без дросселей, с $\overline{G}_{вз}$ = 1% ; 4 – режим № 4 с дросселями, с $\overline{G}_{вз}$ = 1%

Обозначения

p – давление, Па; G_w – расход воды, кг/с; k – коэффициент теплопередачи, Вт/(м^2·К); f – поверхность теплообмена, м^2; D – коэффициент диффузии, м^2/с; c – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); gradρ – градиент плотности; $\Delta p_{прот}$ – потери давления на противоток, Па; $\Delta p_{прям}$ – потери давления на прямоток, Па; $t_п$ – температура пара, °С; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); t_s – температура насыщения, °С; ϑ_2 – температура перегрева на выходе в центре трубы; °С; $\overline{\vartheta}_2$ – температура перегрева на линии отсоса к эжектору, °С; ϑ_1 – температура перегрева на входе, °С.

Литература

1. Миропольский З. А., Шнеерова Р. И., Тернакова Л. М. Теплообмен при конденсации перегретого и насыщенного пара внутри труб // Теплообмен. Советские исследования. М.: Наука, 1975.

2. Мильман О. О., Федоров В. А. Воздушно-конденсационные установки. М.: Изд-во МЭИ, 2002. – 208 с.

3. Milman O. O., Spalding D. B., Fedorov V. A. Steam condensation in parallel channels with nonuniform heat removal in different zones of heat exchange surface // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2012. № 55. P. 6054–6059.

4. Теория тепломассообмена / Под ред. А. И. Леонтьева. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1998. – 683 с.

5. Fedorov V. A., Milman O. O., Shifrin B. A. Rezults of experimental studies of thermohydroulic processes during the condensation of superheated steam inside the inclined tubes / High Temperature. 2014. Vol. 52, No. 2. P. 318–320.

6. Шкловер Г. Г., Мильман О. О. Исследование и расчет конденсационных устройств паровых турбин. М.: Энергоатомиздат, 1985. – 240 с.

УДК 621.175

КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА ИЗ ПАРОГАЗОВОЙ СМЕСИ С БОЛЬШИМ СОДЕРЖАНИЕМ НЕКОНДЕНСИРУЮЩИХСЯ ГАЗОВ.

О. О. Мильман[1,2], В. С. Крылов[1,2], А. В. Птахин[2]

[1]Калужский государственный университет им. К. Э. Циолковского, г. Калуга, Россия
[2]ЗАО «Научно-производственное внедренческое предприятие «Турбокон», г. Калуга, Россия

Традиционные паротурбинные установки базируются на внешнем по отношению к рабочему телу (водяному пару) сжигании топлива и подводе тепла к нему через теплообменные поверхности котлов. При таком подводе тепла температура пара ограничена величиной 550–620 °С и следовательно ограничен КПД цикла так как неизбежны потери части энергии топлива с уходящими продуктами сгорания, в том числе теплоты парообразования, полученной в результате реакци и горения. Использование сжигания топлива и кислорода в среде водяного пара позволяет значительно увеличить максимальную температуру перегрева (до 1250–1500 °С) и повысить эффективность цикла. При этом продукты сгорания топлива участвуют в производстве механической работы, расширяясь вместе с водяным паром в проточной части газопаровой турбины, что обеспечивает более полное использование энергии топлива.

Реализация проекта высокотемпературной паротурбинной установки с перегревом пара после котла напрямую связана с работой конденсатора, содержащего большое (до 15–20% по массе) количество неконденсирующихся газов. Конструкции современных конденсационных установок не рассчитаны на эффективную работу при большом содержании неконденсирующихся газов, они не могут обеспечить высокий коэффициент теплоотдачи α и массообмена β от парогазовой смеси к стенке на фоне роста концентрации газов по мере конденсации пара. Расчет такого устройства не имеет методической базы и надежных экспериментальных данных для определения α и β.

Процесс конденсации пара на горизонтальных пучках труб широко распространен на практике и является неотъемлемой частью теплогидродинамических процессов протекающих на действующих установках ТЭС и АЭС.

В связи с этим разработана конструкция и проведены исследования высокоэффективного конденсатора пара для получения опытных данных, разработки методик расчетов и обоснования принципов проектирования.

Выполнены эксперименты с различными скоростями пара и значениями параметра ρw^2 на входе в рабочий участок и разными концентрациями воздуха. Получены средние значения коэффициентов теплопередачи α при конденсации пара из движущейся ПГС. На графике зависимости влияния объёмной доли воздуха в паре на соотношение α/α_{Nu} при конденсации пара из движущейся ПГС представлены в виде соотношений $\alpha/\alpha_{Nu} = f(\nu_в)$ при $\rho w^2 = \text{idem}$.

Зависимость $\alpha/\alpha_{Nu} = f(\nu_в)$ (рис. 1) показывает, как при увеличении содержания воздуха в ПГС снижается эффективность теплообмена при различных значениях параметра ρw^2. При малых значениях параметра $\rho w^2 = 6$ Па и объёмной доли содержания воздуха в ПГС $\nu_в = 0{,}06$ средний коэффициент теплоотдачи от пара уменьшается в 2 раза. При значениях параметра $\rho w^2 = 66$ Па и $\nu_в = 0{,}06$ средний коэффициент теплоотдачи снижается в 1,3 раза. Исследования на практически чистом паре хорошо согласуются с зависимостью Л. Д. Бермана, в которой используется параметр $\Pi = \dfrac{\rho_g w_g^2}{\rho_r g d}$ [1–3].

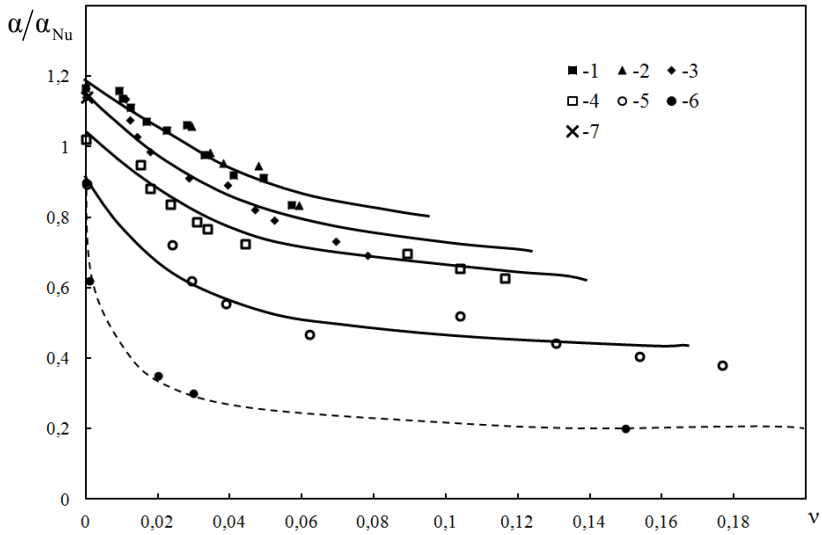


Рис. 1. Влияние объёмной доли воздуха в паре на отношение α/α_{Nu} при конденсации пара из движущейся паровоздушной смеси ρw^2, Па: 1 – 64–66; 2 – 61; 3 – 40; 4 – 22,5; 5 – 9,5; 6 – 0; 7 – расчёт α по Л. Д. Берману при $\nu_в$, давление p = 25–35 кПа

Все данные, опираясь на формулу Л. Д. Бермана, можно в первом приближении аппроксимировать следующим уравнением, обобщающим результаты экспериментов с различными значениями параметра П в диапазоне 0,03–0,26 (рис. 2):

$$\frac{\alpha}{\alpha_{Nu}} = 28,3\Pi^{0,08}\mathrm{Nu}_w^{-0,58}\left(1+245\Pi\right)^{0,33} e^{-11\nu\Pi^{0,35}-0,84}.$$

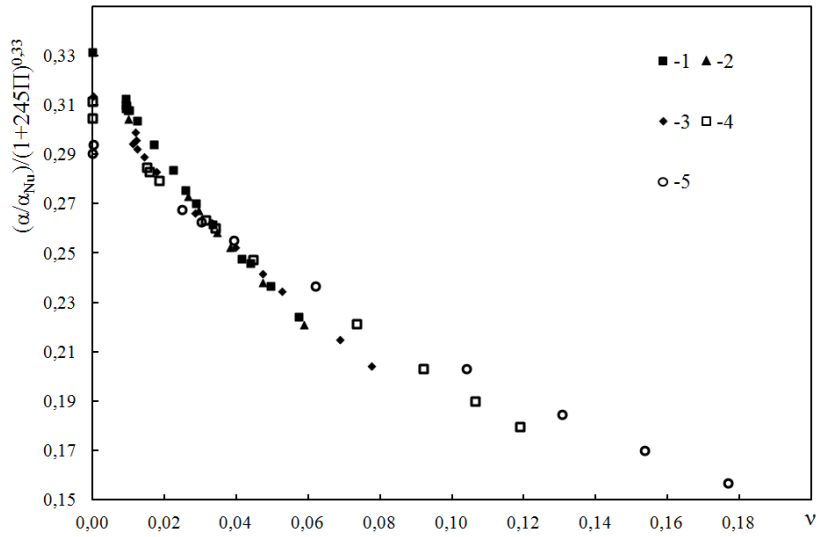


Рис. 2. Обобщение опытных данных по конденсации пара из движущейся паровоздушной смеси. Параметр П: 1 – 0,24–0,26; 2 – 0,23–0,25; 3 – 0,15–0,16; 4 – 0,07–0,09; 5 – 0,03–0,04

Выводы

1. К настоящему времени в наибольшей степени изучен теплообмен при конденсации чистого неподвижного и движущегося пара, а также при конденсации пара из практически неподвижной парогазовой смеси. Практически отсутствуют работы, в которых рассматривалась бы движущаяся парогазовая смесь с большим содержанием неконденсирующихся газов. Эти процессы характерны для конденсаторов высокотемпературной газопаротурбинной установки в составе ПГУ с подачей пара в камеру сгорания и теплоутилизаторов в котельных.

2. Разработанный в рамках экспериментальных исследований стенд и проведенные испытания теплообменного пучка позволили получить зависимость коэффициента теплоотдачи от пара в составе движущейся парогазовой смеси при конденсации на горизонтальном трубном пучке.

3. Опыты были проведены в интервале значений параметра П = 0,03–0,26 при давлении в полости РУ 25-35 кПа; при изменении объемной концентрации воздуха в ПГС от 0 до 18%. Предложена аппроксимация экспериментальных данных в этом интервале значений, которая станет основой методики расчета конденсаторов парогазовой смеси.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 17-19-01604).

Обозначения

α – коэффициент теплоотдачи, Вт/м^2·К; α_{Nu} – коэффициент теплоотдачи по Нуссельту, Вт/м^2·К; ρ – плотность кг/м^3; w – скорость паровоздушной смеси, м/с; $\nu_в$ – объемная концентрация воздуха, %; П – критерий Пекле; Nu – критерий Нуссельта; ρ_g – плотность газа, кг/м^3 w_g – скорость паровоздушной смеси, м/с; $\rho_г$ – плотность конденсата, кг/м^3; d – наружный диаметр труб, м.

Литература

1. Федоров В. А., Мильман О. О. Конденсаторы паротурбинных установок. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2013. – 163 с.

2. Берман Л. Д. Влияние потока вещества на конвективную теплоотдачу при испарении и конденсации // Теплоэнергетика. 1956. № 2.

3. Берман Л. Д., Фукс С. Н. Массообмен в конденсаторах с горизонтальными трубами при содержании в паре воздуха // Теплоэнергетика. 1958. № 8. С. 66–74.

УДК 543.637:546.271-386

КИНЕТИКА КАТАЛИТИЧЕСКОГО ГИДРОЛИЗА ВОДНОГО РАСТВОРА БОРОГИДРИДА НАТРИЯ

В. Г. Минкина, С. И. Шабуня, В. И. Калинин

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Наиболее перспективным топливом для портативных источников тока является борогидрид натрия $NaBH_4$, достоинства которого заключаются в высокой ёмкости по водороду, низкой токсичности и компактной форме хранения [1–3]. $NaBH_4$ легко растворим в воде, а реакция гидролиза – экзотермическая (212 кДж/моль). В присутствии катализатора реакция гидролиза существенно ускоряется и зависит от его природы [4, 5].

Целью данной работы является исследование кинетики каталитического гидролиза концентрированного раствора борогидрида натрия в широком диапазоне температур с использованием разработанных никелевых катализаторов.

Исследования проводились в реакторе, который отвечает условиям максимальной герметичности, так как водород, выделяющийся в результате гидролиза $NaBH_4$, обладает высокой текучестью, что является одной из главных проблем при измерении давления в реакторе. В качестве термодатчика используется платиновое термосопротивление, в качестве датчика

давления – электронный датчик давления (манометр PA-21SR/80520.3) с рабочим давлением 50 атм. Сигнал с манометра записывается и обрабатывается на компьютере.

Использовались коммерческие катализаторы НИАП–13–07 в форме цилиндров (∅ 3 мм, h = 6 мм), полученных спеканием окиси никеля, диоксида алюминия и окиси кальция с содержанием никеля 25 мас.% и НИАП–13–02 в форме цилиндров (∅ 5 мм, h = 5 мм) с содержанием никеля 20–23 мас.%. Катализаторы были восстановлены до никеля в токе водорода при температуре 600 °С и, после стадии восстановления, измельчены до порошкообразного состояния. Средний размер частиц определялся на SUPRA 55WDS-SEM и составлял ~3 мкм.

Процесс гидролиза концентрированного раствора $NaBH_4$ проводился с никелевыми катализаторами в виде цилиндров диаметром 3 мм (I), порошка из этих цилиндров (II) и порошка из цилиндров диаметром 5 мм (III). Гидролиз с катализатором в виде цилиндров проводили таким образом, чтобы катализатор занимал весь объем раствора, вес катализатора – 7.5 г. В процессе гидролиза с порошками никеля использовали 0.4 г катализаторов II и III.

В качестве исходного вещества использовался гранулированный порошок борогидрида натрия, содержащий 98% $NaBH_4$ (Авиабор, РФ). Во всех опытах использовалось 10 мл дистиллированной воды и раствор с мольным соотношением $H_2O/NaBH_4$ = 13 (14 вес.%). После завершения каждого опыта катализатор промывался дистиллированной водой и высушивался при 40 °С.

При проведении экспериментов использовали методику определения степени разложения $NaBH_4$ от времени по изменению величины давления в реакторе, которое пропорционально количеству образовавшегося водорода [6]:

$$\Delta m_{\mathrm{NaBH_4}} = -m_{\mathrm{H_2}} \frac{M_{\mathrm{NaBH_4}}}{4M_{\mathrm{H_2}}} = -\frac{M_{\mathrm{NaBH_4}} P}{4RT} V_{\mathrm{H_2}}, \; \xi_{\mathrm{NaBH_4}} = \frac{\Delta m_{\mathrm{NaBH_4}}}{m_{\mathrm{NaBH_4}}} \cdot 100\% .$$

где ξ – степень разложения $NaBH_4$ от времени, $m_{\mathrm{H_2}}$ – масса выделившегося H_2, кг; V_{H_2} – свободный объем реактора, м^3; P – давление H_2 в реакторе, Па; T – температура, К; $\Delta m_{\mathrm{NaBH_4}}$ – масса разложившегося $NaBH_4$, кг; M – молекулярная масса компонент; R – универсальная газовая постоянная, Дж/моль/К.

При первоначальном использовании катализатора II его эффективность уменьшилась почти на 15%. Объяснением такой убыли активности может быть потеря самой мелкой фракции при промывании катализатора. После двух трех циклов эффективность катализатора II стабилизировалась.

Гидролиз с катализатором в виде цилиндров проводили таким образом, чтобы катализатор занимал весь объем раствора, вес катализатора составлял 7.5 г. В процессе гидролиза с порошками никеля использовали 0.4 г катализаторов II и III.

Для определения кинетических характеристик каталитического гидролиза концентрированного раствора проведены эксперименты в интервале температур 20–80 °С. В гетерогенном процессе скорость реакции будет зависеть от площади активной поверхности.

В случае нулевого порядка реакции гидролиза изменение концентрации $NaBH_4$ является линейной функцией времени. На основании этого были построены линейные зависимости убыли моляльной концентрации $NaBH_4$ от времени – выделены красными линиями (рис. 1), из которых были определены эффективные константы скорости реакции для четырех температур.

Из экспериментально полученных зависимостей концентрации от времени получена эффективная энергия активации $E_{\text{акт}}$ по уравнению Аррениуса (рис. 2)

$$\ln k(T) = \ln A - \frac{E_{\text{акт}}}{RT},$$

где k – константа скорости, моль/л/с; $E_{акт}$ – эффективная энергия активации, кДж/моль; A – предэкспоненциальный множитель, моль/л/с.

Эффективная энергия активации для реакции нулевого порядка гидролиза борогидрида натрия с использованием никелевых катализаторов I и II составляет ~74.39 кДж/моль, с никелевым катализатором III – ~77.14 кДж/моль.

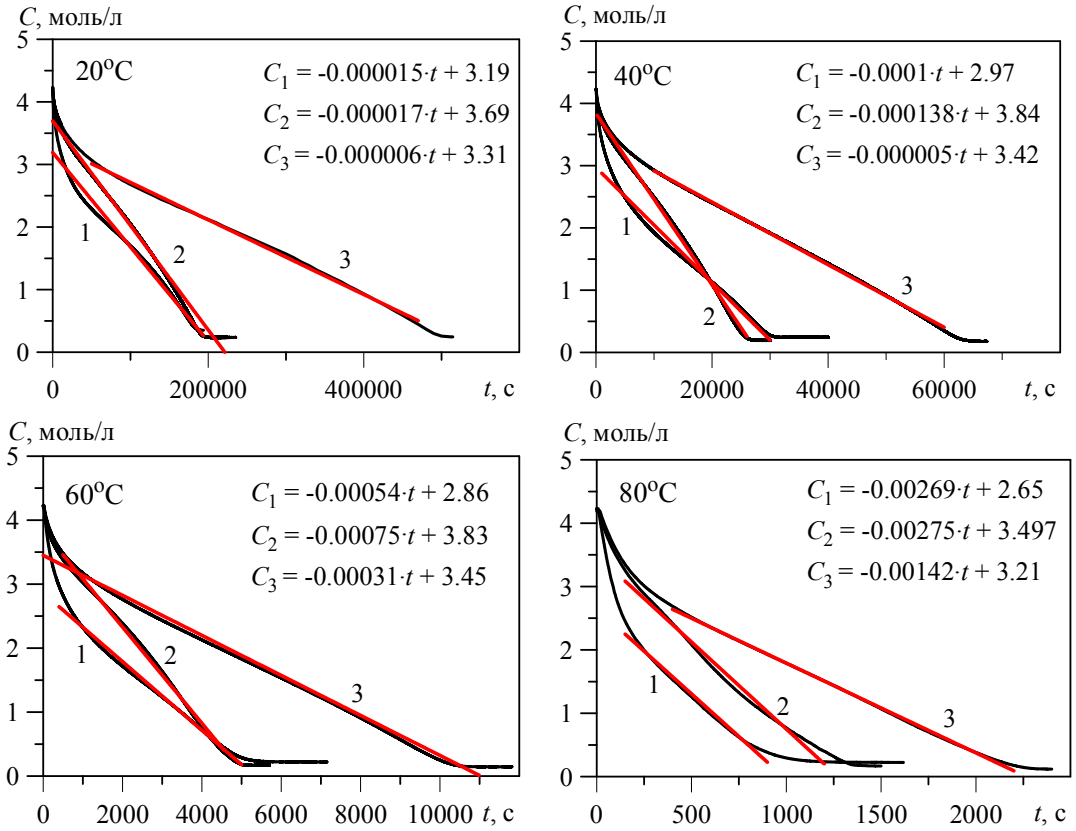


Рис. 1. Линейная аппроксимация зависимости моляльной концентрации $NaBH_4$ от времени в интервале температур 20–80 °C с катализаторами в виде цилиндров I (1), порошка II (2), порошка III (3)

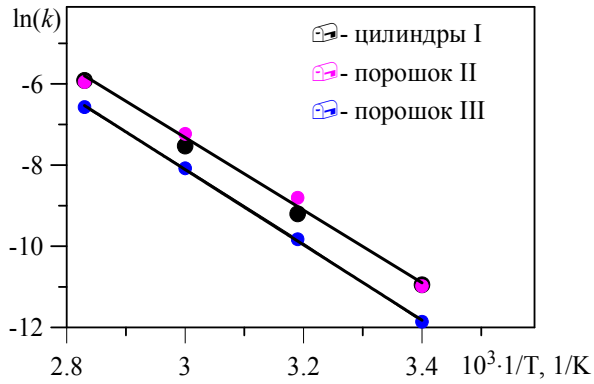


Рис. 2. Зависимость $\ln(k)$ от $1/T$ для процесса каталитического гидролиза раствора с мольным соотношением $H_2O/NaBH_4 = 13$

Из представленных результатов следует, что модель нулевого порядка на больших временных участках хорошо описывает кинетику реакции каталитического гидролиза борогидрида натрия. Полученные значения энергии активации хорошо согласуются с литературными данными [7, 8].

При анализе кинетических данных было обнаружено, что предположение малой значимости гомогенного гидролиза в случае использования катализатора, не выполняется с достаточной точностью в рассматриваемом химическом процессе. Этот факт демонстрируют

графики на рис. 3, 4, изображающие степень гидролиза водного концентрированного раствора $NaBH_4$ при температуре 60 ºС. Для сравнения вклада гомогенных реакций в процесс каталитического гидролиза использовали катализаторы 5%Ni/Al_2O_3 (размер частиц 2 мкм), разработанный в университете Лиона (Франция) и Ru/Сибунит (размер частиц 0.25–0.5 мм), разработанный в Институте катализа СО РАН (РФ).

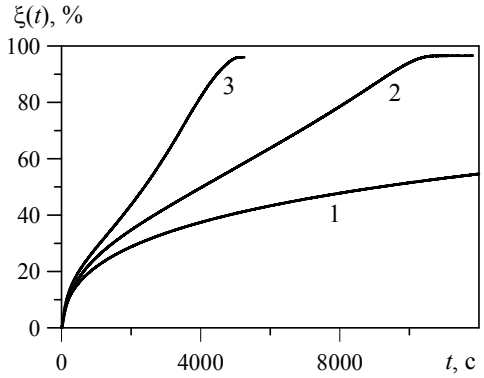


Рис. 3. Сопоставление степени разложения при 60 °С гомогенного (1) и каталитических процессов с порошками III (2) и II (3)

Из рис. 3 следует, что вклад гомогенного фактора в процессе гидролиза с катализатором III больше чем с катализатором II, чем можно объяснить различие в их значениях эффективной энергии активации. В то же время увеличение количества катализатора понижает роль гомогенных реакций в процессе гидролиза (рис. 4, кривые 2–4).

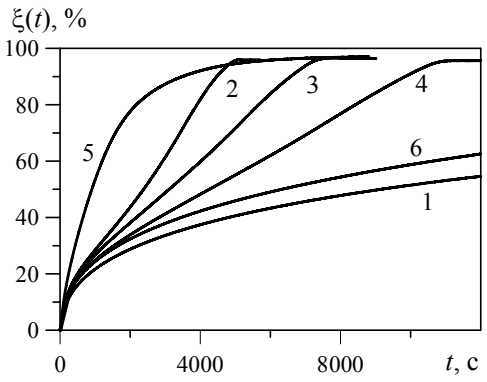


Рис. 4. Сопоставление степени разложения при 60 °С гомогенного (1) и каталитического (2–6) процессов: 2 – 0.4 г порошок II, 3 – 0.2 г порошок II, 4 – 0.1 г порошок II, 5 – 0.1 г Ru/Сибунит, 6 – 0.1 г порошок Ni/Al_2O_3

Важной особенностью кривых на рис. 3, 4 является почти полное их совпадение на начальном участке, который охватывает примерно 15–20% степени разложения борогидрида натрия. Получается, что первая стадия процесса гидролиза фактически гомогенная даже при наличии катализатора, причем независимо от его состава, размеров и количества (рис. 4). Это важная особенность химического процесса инициировала исследования, направленные на изучение гомогенного гидролиза водных концентрированных растворов $NaBH_4$, поскольку подходящие модели для описания таких процессов в рассматриваемом диапазоне концентраций и температур в литературе отсутствуют.

Литература

1. Galli S., De Francesco M., Monteleone G., et al. Development of a compact hydrogen generator from sodium borohydride // Int. J. of Hydrogen Energy. 2010. Vol. 35, No. 14. P. 7344–7349.

2. Demirci U.B., Akdim O., Andrieux J., et al. Sodium borohydride hydrolysis as hydrogen generator: issues, state of the art and applicability upstream from a fuel cell // Fuel Cells. 2010. Vol. 10, No 3. P. 335–350.

3. Muir S.S., Yao X. Progress in sodium borohydride as a hydrogen storage material: Development of hydrolysis catalysts and reaction systems // Int. J. of Hydrogen Energy. 2011. Vol. 35, No. 14. P. 5983–5997.

4. Brack P., Dann S.E. Wijayantha K.G.U. Heterogeneous and homogenous catalysts for hydrogen generation by hydrolysis of aqueous sodium borohydride ($NaBH_4$) solutions // Energy Science & Engineering. 2015. Vol. 3, No. 3. P. 174–188.

5. Garron A., Bennici S., Auroux A. In situ generated catalysts for NaBH4 hydrolysis studied by liquid-phase calorimetry: Influence of the nature of the metal // Applied Catalysis A: General. 2010. Vol. 378, No. 1. P. 90–95.

6. Minkina V., Shabunya S., Kalinin V., et al. Stability of alkaline aqueous solutions of sodium borohydride // Int. J. of Hydrogen Energy. 2012. Vol. 37. No. 4. P. 3313–3318.

7. Kaufman C.M., Sen B. Hydrogen generation by hydrolysis of sodium tetrahydroborate: Effects of acids and transition metals and their salts // J. of the Chemical Society Dalton Transactions. 1985. Vol. 2, No. 2. P. 307–313.

8. Hung A.-J., Tsai S.-F., Hsu Y.-Y., et al. Kinetics of sodium borohydride hydrolysis reaction for hydrogen generation // Int. J. of Hydrogen Energy. 2008. Vol. 33, No. 2. P. 6205–6215.

УДК 662.61:62-405.8

ГОРЕНИЕ КОМПОЗИТОВ ПОРИСТЫЙ КРЕМНИЙ–МОНОГИДРАТ ПЕРХЛОРАТА НАТРИЯ В СРЕДАХ КИСЛОРОДА И АЗОТА ПРИ ДАВЛЕНИИ 1 БАР

В. Н. Миронов, Е. А. Баранышин, Е. С. Голомако, П. Н. Кривошеев, Л. Ю. Рощин, С. О. Шумляев

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, Минск

В публикациях по горению композитов пористый кремний–моногидрат перхлората натрия (ПК-композитов) приводятся два варианта уравнения горения таких систем.

В работе [1] авторы утверждают, что процесс протекает по схеме

$$5\ pSi + 2\ NaClO_4 \cdot H_2O \rightarrow 5\ SiO_2 + 2\ NaCl + 2\ H_2 \qquad (1)$$

с образованием, кроме оксида и соли, молекулярного водорода.

Автор работы [2] предлагает следующее уравнение для горения ПК-композитов:

$$2\ pSi + NaClO_4 \cdot H_2O \rightarrow 2\ SiO_2 + NaCl + H_2O, \qquad (2)$$

в этом случае вместо водорода в продуктах реакции присутствуют пары воды.

Видно, что в представленных уравнениях мольное соотношение исходных компонентов различается. В первом случае на одну молекулу окислителя приходится 2,5 молекулы пористого кремния, во втором – две. Таким образом, для создания композитов с заданным коэффициентом стехиометрии необходимо определить, до каких конечных продуктов развивается процесс горения системы пористый кремний–моногидрат перхлората натрия.

Чтобы ответить на этот вопрос, процесс горения ПК-композитов проводили в среде различных газов (O_2 и N_2) в рабочей камере, показанной на рис. 1.

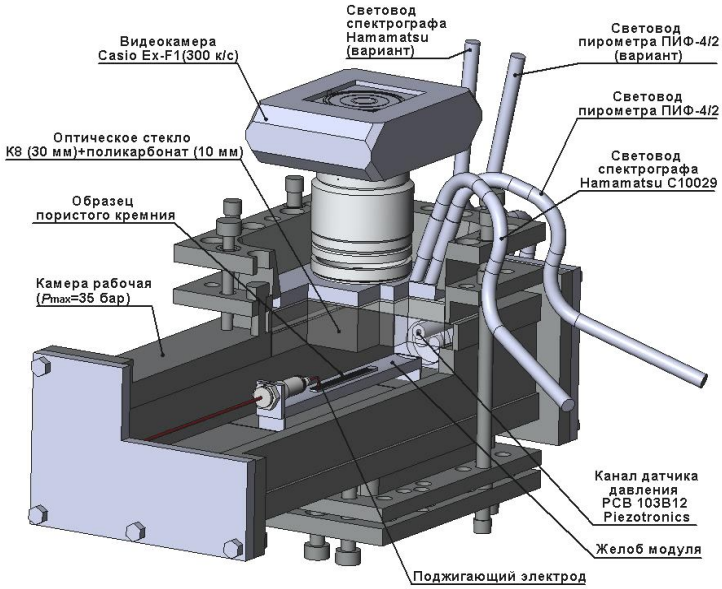


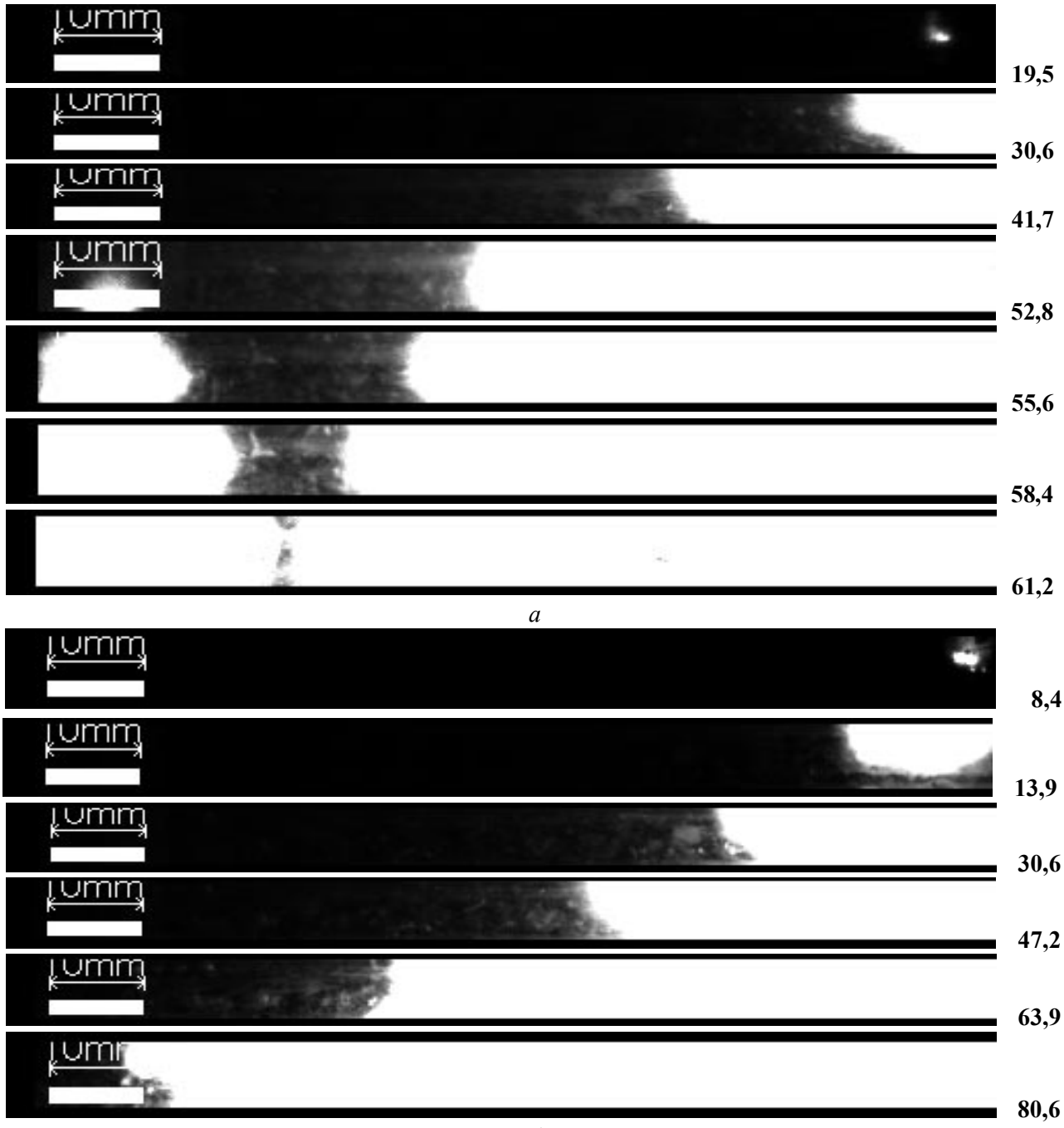
Рис. 1. Герметичная рабочая камера для исследования горения композитов на основе пористого кремния; указаны узлы и элементы камеры, положение ПК-композита, расположение элементов регистрации

Для внедрения окислителя в пористый кремний использовали раствор 100 г безводного $NaClO_4$ в 100 г предварительно приготовленного объемного раствора H_2O (50%) + C_2H_5OH (50%). Подготовку образцов ПК-композитов проводили по методике, представленной в [3]. В целях обеспечения близости параметров композитов, сгоравших в атмосфере N_2 и O_2, в обоих случаях использовали образцы, вырезанные из одной пластины режима формирования пористого слоя РФ6 (толщина слоя h = 95 мкм; пористость p = 0.67) и РФ8 (h = 135 мкм; p = = 0.62), которые пропитывались раствором и высушивались при одинаковых температурных и временных параметрах для экспериментов в кислороде и азоте с образцами одного режима.

На рис. 2 показаны кадры видеозаписей в экспериментах с азотом и кислородом с образцами режима РФ8, которые имели близкие геометрические размеры и массу. В эксперименте, где горение композита происходило в азоте, зарегистрировано появление предвестника – очага самовоспламенения, возникающего перед фронтом инициированного искрой процесса. Происхождение предвестников обусловлено перераспределением значительной энергии, выделяющейся на фронте горения, в монокристаллическую подложку, возникновением в ней термических напряжений и акустических волн, распространяющихся первоначально со звуковой скоростью и ускоряющихся с ростом амплитуды возмущений.

Возникновение предвестников характерно для горения ПК-композитов режимов РФ6 и РФ8 в атмосфере. Обнаруженное нами возникновение предвестника в инертной среде азота (рис. 2, *а*, время регистрации очага 52,8 мкс) показывает, что ПК-композиты являются «самодостаточными» твердыми топливами, не требующими дополнительных окислителей для интенсификации процесса.

На рис. 3 представлены графики распространения фронтов горения в экспериментах № 58 и № 59. Видно, что на начальной стадии характер горения образцов заметно различается. В эксперименте № 58 задержка воспламенения $\tau_{ignit\ N2}$ = 19,5 мкс, а в эксперименте № 59 $\tau_{ignit\ O2}$ = 8,4 мкс, т. е. отличаются более чем в два раза. И процесс горения в кислороде начинается гораздо энергичнее. По-видимому, на первой стадии горения (при тлеющем режиме), пока не началась еще активная фаза разложения моногидрата перхлората натрия, наличие на границе с пористым слоем и в лишь частично заполненных твердым окислителем порах газообразного кислорода интенсифицирует процесс разгорания первичного очага.



а

б

Рис. 2. Кадры видеозаписей процессов горения ПК-композитов в атмосфере: *а* – азота, эксперимент № 58, масса образца 0,3057 г; *б* – кислорода, эксперимент № 59, масса образца 0,3053 г. Справа – времена с момента искрового инициирования, мкс

Полезен кислород и на начальных стадиях фронтального горения, обеспечивая повышение массовой скорости горения и, таким образом, помогая прогревать предфронтовую область ПК-композита, т. е. выступая в роли стартового ускорителя. Как видно из графика рис. 3, область его действия ограничена, и когда самостоятельно разгоравшийся в азоте образец композита выходит на стационарную скорость горения, она оказывается даже выше, чем в кислороде. Бо́льшая скорость горения композитов в среде азота (чем в кислороде) наблюдалась и для образцов режима РФ6. Возможно, это связано с различием коэффициентов переноса указанных газов.

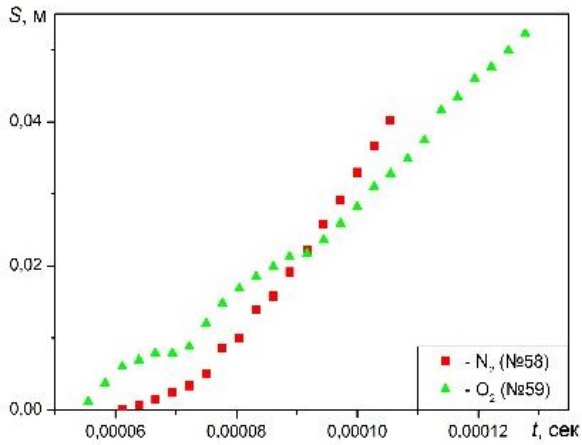
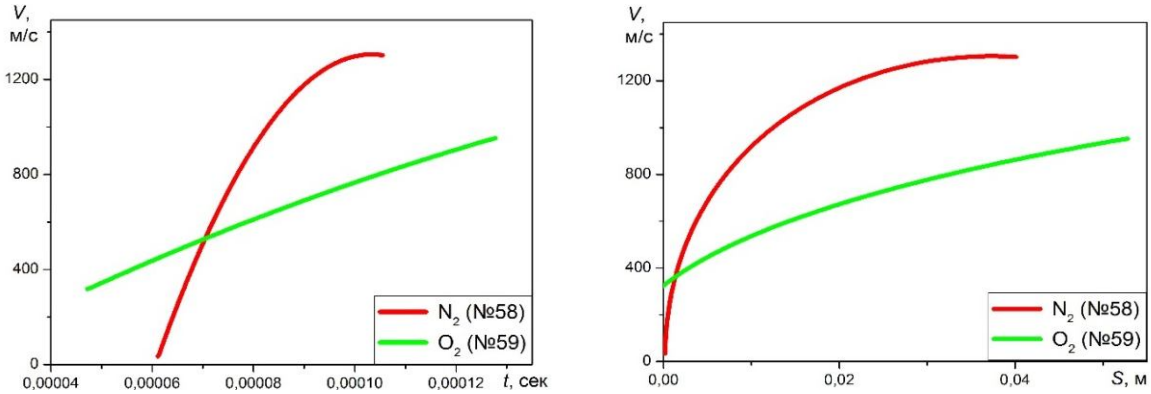


Рис. 3. Распространение фронтов горения по ПК-композитам в среде азота (№ 58) и в среде кислорода (№ 59)

На рис. 4, *а* представлены зависимости скоростей горения для сравниваемых экспериментов от времени (для эксперимента № 58 – до момента слияния основного фронта горения с распространяющимся ему навстречу фронтом очага предвестника), а на рис. 4, *б* – распределения скоростей горения по длине композитов.



а *б*

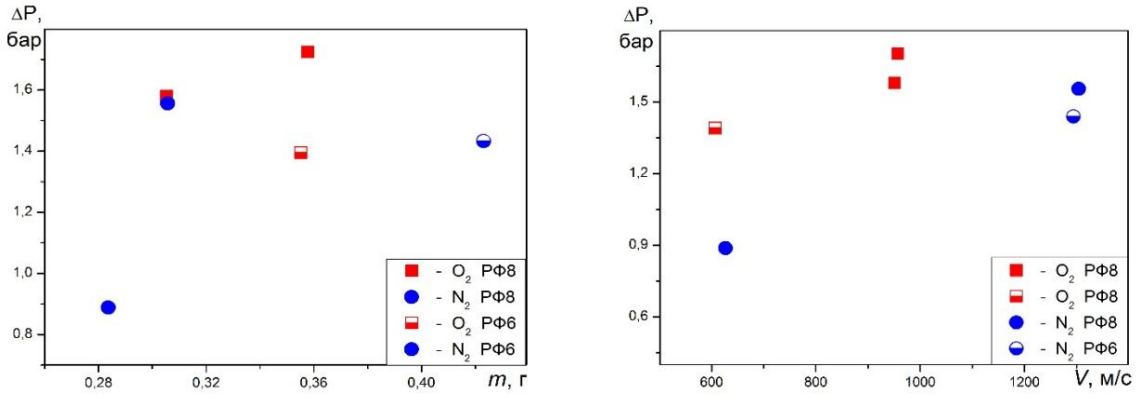
Рис. 4. Зависимости скоростей фронтов горения ПК-композитов в среде азота и в среде кислорода от времени (*а*) и их распределение по длине образцов (*б*)

В обоих случаях распространение фронта происходит по мере продвижения по образцу с нарастающей скоростью. Лишь непосредственно перед контактом с областью горения, вызванной появлением предвестника, фронт горения в эксперименте № 58 незначительно замедляется. До настоящего времени не установлено, связаны ли эти факты.

На рис. 5 показаны максимальные возмущения давления, формирующиеся в рабочей камере при горении ПК-композитов режима РФ6 и РФ8, при различных массах образцов. Видно, что давления, как правило, возрастают с толщиной пористого слоя и с массой композита. Интересно совпадение амплитуды возмущений в камере для ПК-композитов одинаковой массы, горение которых происходило в среде азота и кислорода (эксперименты № 58 и № 59, динамика этих процессов только что обсуждалась).

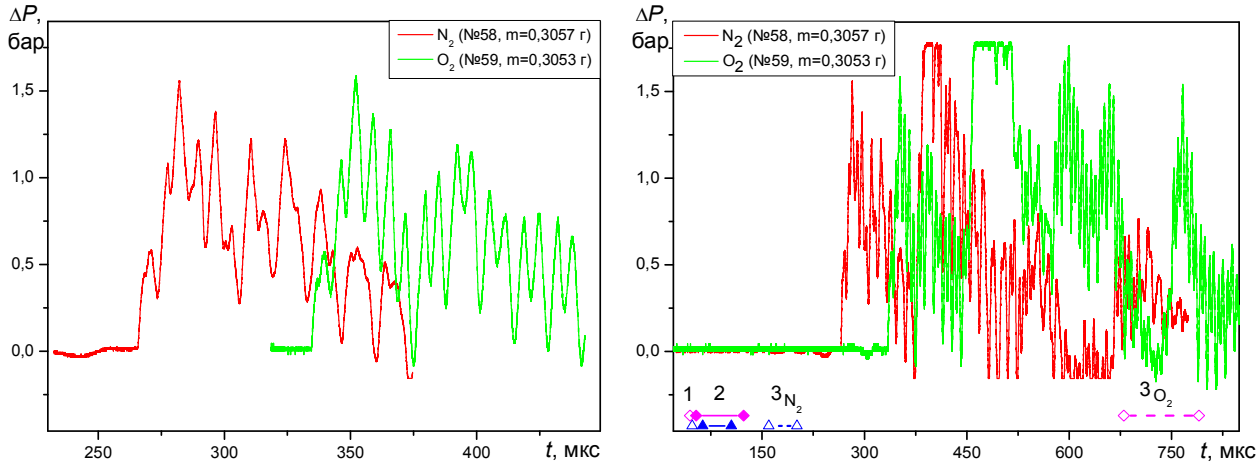
Зависимости возмущений давления от времени в этих экспериментах в двух временных масштабах представлены на рис. 6. На графике рис. 6, *а* показаны первые, близкие по форме к треугольным, импульсы давления, формирующиеся непосредственно при образовании продуктов горения ПК-композитов и распространении фронта горения в направлении датчика давления РСВ 103В12 (расположенного на расстоянии 175 мм от точки инициирования). Это ударные волны с достаточно крутыми фронтами и быстрым спадом давления в силу

высокой скорости горения и малой массы образцов. Бросается в глаза одинаковый характер изменения интенсивности возмущений в сравниваемых процессах. Сразу отметим, что начинается регистрация этих возмущений через 160 и 105 мкс после окончания горения слоя пористого кремния в среде азота (№ 58) и в среде кислорода (№ 59) соответственно, а также через 65–115 мкс после завершения активной фазы аэрозольного горения ПК-композита в среде азота. Последний факт диагностируется по резкому снижению яркости свечения из камеры, регистрируемому на видео. Таким образом, конфигурация и интенсивность первых импульсов давления связаны непосредственно с процессами фронтального и аэрозольного горения композитов, происходящими сначала на расстоянии около 170 мм от чувствительного элемента датчика давления, а затем распространяющимися в его сторону.



а *б*

Рис. 5. Зависимость максимальных избыточных давлений в рабочей камере от массы *m* ПК-композитов (*а*) и от скорости горения *V* (*б*). Толщина пористого слоя: пластина РФ6 – 95 мкм, РФ8 – 135 мкм



а *б*

Рис. 6. Динамика изменения давлений в рабочей камере: *а* – начального импульса, непосредственно после сгорания ПК-композитов, *б* – на этапе распространения вторичных возмущений (эксперимент № 58) и при сгорании микрочастиц ПК в кислороде (эксперимент № 59), здесь времена: 1 – искровое инициирование, 2 – зона горения твердого композита, 3 – зона снижения яркости свечения от максимальной до фоновой

Близкая амплитуда импульсов при равной начальной массе образцов свидетельствует о том, что тип газовой среды не оказывает влияния на характер протекания исследуемых физико-химических превращений, что, на наш взгляд, говорит о низком содержании в продуктах горения молекулярного водорода. Но нельзя не отметить, что вторичные возмущения в рабочей камере в сравниваемых экспериментах отличаются по характеру. В азотной среде

они вызваны отражением первичных ударных волн от удаленных фланцев камеры и суперпозицией волн всех направлений и видов. В кислородной среде их интенсивность выше и продолжительность больше, что свидетельствует о прохождении химических процессов.

Наиболее вероятным в этом случае является процесс догорания микро- и наночастиц пористого кремния (или его капель – в зависимости от температуры) в кислороде. Связано это с тем, что коэффициент стехиометрии ПК-композитов режима РФ8 $\varphi \approx 3{,}8$, таким образом, после полного использования «перхлоратного» кислорода значительное количество пористого кремния находится в виде аэрозоля в смеси кислорода и продуктов сгорания композита. Это подтверждается тем, что свечение из камеры продолжается гораздо дольше, чем в случае азота. Начало ослабления его яркости происходит через 680 мкс, а ее падение по всему полю зрения камеры Fastcam SA-X2 наблюдается еще через 100 мкс (рис. 6, *б*).

Значительное опережение начала формирования ударной волны в среде азота обусловлено рядом причин. Наиболее очевидная, но не главная – б*о*льшая в нем (на 6%) скорость звука. Кроме того, конкретно в этом эксперименте, заметно б*о*льшая (почти в два раза на половине длины образца) скорость горения (м/с), т. е. почти удвоенная на этом участке массовая скорость горения основного фронта. Наконец (с момента разгорания очага предвестника) – практически такая же, как от основного фронта, добавка к массовой скорости горения композита. Наряду с более ранним формированием это объясняет и более «компактные» временные рамки начального импульса давления (рис. 6, *а*).

Эксперименты по горению ПК-композитов в герметичной камере показали, что прохождение процесса происходит, по крайней мере, для основной его массы, по уравнению (2). Процессы, происходящие во время и сразу после активного, в том числе аэрозольного горения ПК-композитов, протекают подобно в инертной (молекулярный азот) и в окислительной (молекулярный кислород) газовой среде. Наблюдается даже б*о*льшая интенсивность горения в инертной среде (как правило, б*о*льшая его скорость при одинаковых параметрах композитов), связанная, возможно, с б*о*льшими коэффициентами переноса в легком газе.

Ускоренное развитие процесса в молекулярном кислороде (меньшее время индукции и б*о*льшая скорость на стадии разгорания) происходит до и в начале активного освобождения «перхлоратного» кислорода. На этой стадии состав продуктов горения ПК-композитов еще не имеет значения. И наоборот, свечение в камере после окончания активного аэрозольного горения ПК-композита – слишком длительное и отстоящее от него во времени (судя по записям давления) явление. Оно не может быть связано со сколь-нибудь заметным взаимодействием перемешанной при аэрозольном горении смеси молекулярного кислорода и водорода. Если бы образование последнего имело место, это взаимодействие происходило бы, учитывая высокую температуру, практически мгновенно и с высокой скоростью энерговыделения.

Литература

1. Долбик А. В., Ковалевский А. А., Лазарук С. К. Расчет энтальпии реакций окисления и стехиометрического соотношения кремний/окислитель в объеме пористого кремния // Докл. БГУИР. 2010. Т. 52. № 6. С. 79–84.

2. du Plessis M. A decade of porous silicon as nano-explosive material // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 2014. Vol. 39, No. 3. P. 348–364.

3. Миронов В. Н., Пенязьков О. Г., Кривошеев П. Н., Баранышин Е. А., Голомако Е. С., Соколов А. В. Особенности горения пористого кремния в кислороде при повышенных давлениях и в атмосфере в системе пористый кремний–перхлорат натрия // Тепло- и массоперенос – 2018: сб. науч. тр. Минск. 2019. С. 152–162.

УДК 662.61:62-405.8

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГОРЕНИЯ ПО КОМПОЗИТАМ ПОРИСТЫЙ КРЕМНИЙ–МОНОГИДРАТ ПЕРХЛОРАТА НАТРИЯ В ВОЗДУШНОЙ СРЕДЕ

В. Н. Миронов, Е. А. Баранышин, Е. С. Голомако, П. Н. Кривошеев, Л. Ю. Рощин, С. О. Шумляев

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, Минск

Представлены результаты экспериментов с композитами пористый кремний–моногидрат перхлората натрия (ПК-композитами) для образцов двух режимов формирования пористого слоя: РФ6 (толщина слоя h = 95 мкм; пористость p = 0.67) и РФ8 (h = 135 мкм; p = 0,62) – с регистрацией динамики горения, температур и ударных возмущений в воздушной среде, формирующихся в процессе горения.

Состав раствора окислителя и методики его внедрения изложены в работе [1], с учетом ее данных при составлении композиций и анализе результатов экспериментов с ПК-композитами принималось, что их горение описывается уравнением

$$2\ \mathrm{pSi} + \mathrm{NaClO_4 \cdot H_2O} \rightarrow\ 2\ \mathrm{SiO_2} + \mathrm{NaCl} + \mathrm{H_2O}.$$

Эксперименты по горению ПК-композитов проводились на стенде, описанном в [1], с помещением образца в желобе под защитный короб из поликарбоната объемом 96 л без применения рабочей камеры. Условия и результаты экспериментов приведены в таблице.

Параметры (в том числе формирования, внедрения, сушки) композитов, результаты экспериментов

№ эксп.	РФ	L, мм	m, г	$t_{внедр}$, мин	$t_{суш\ А}$, мин	$t_{суш38°C}$, мин	T, K	ΔP_{max}, бар	Δt, мкс	$\tau_{нараст}$, мкс	$V_{УВ}$, м/с	$M_{УВ}$	φ	V_{max}, м/с
70	РФ6	70	0.3499	30	60	6	2100	0.21	581	9.5	448	1.32	2.56	680
71	РФ6	70	0.4156	30	75	8	2000	0.24	531	10.7	490	1.44	2.64	870
76	РФ6	82	0.4389	30	95	19	2100	0.24	490	4.6	531	1.56	3.54	1370
92	РФ8	29	0.1925	10	32	13.5	2100	0.19	550	3.8	473	1.39	4.10	1260
93	РФ8	29	0.2030	10	50	20	1900	0.21	543	3.9	481	1.42	4.10	1310
94	РФ8	28	0.2423	10	75	34	2500	0.24	518	4.0	500	1.47	3.80	1950

На рис. 1 показан фрагмент видеозаписи процесса с максимальной для режима формирования РФ8 скоростью горения. Слева на фотографиях – время t с момента начала регистрации процесса. Инициирующий искровой импульс – в 43 мкс. На последнем кадре зарегистрирован предвестник (развитие предвестников наблюдалось и в среде азота [1]).

Графики распространения фронтов горения по образцам представлены на рис. 2. По наклонам кривых видно, что для образцов обоих режимов скорость горения возрастает со временем сушки как атмосферной $t_{суш\ А}$, так и в сушильном шкафу $t_{суш\ 38°C}$. К сожалению, все не так однозначно. Как показали наблюдения, при атмосферной сушке образцы первоначально быстро теряют массу, затем она стабилизируется, после чего происходит медленное ее увеличение с последующей стабилизацией на более высоком уровне. По нашему мнению, это связано с тем, что после удаления раствора окислителя с поверхностей образца происходит

испарение из пор этилового спирта (основной доли – в течение 5–10 мин, в зависимости от параметров образца), а затем пористый слой начинает при комнатной температуре адсорбировать пары воды из окружающей среды. Таким образом, этиловый спирт в порах частично замещается водой, удаление которой является более сложной задачей.

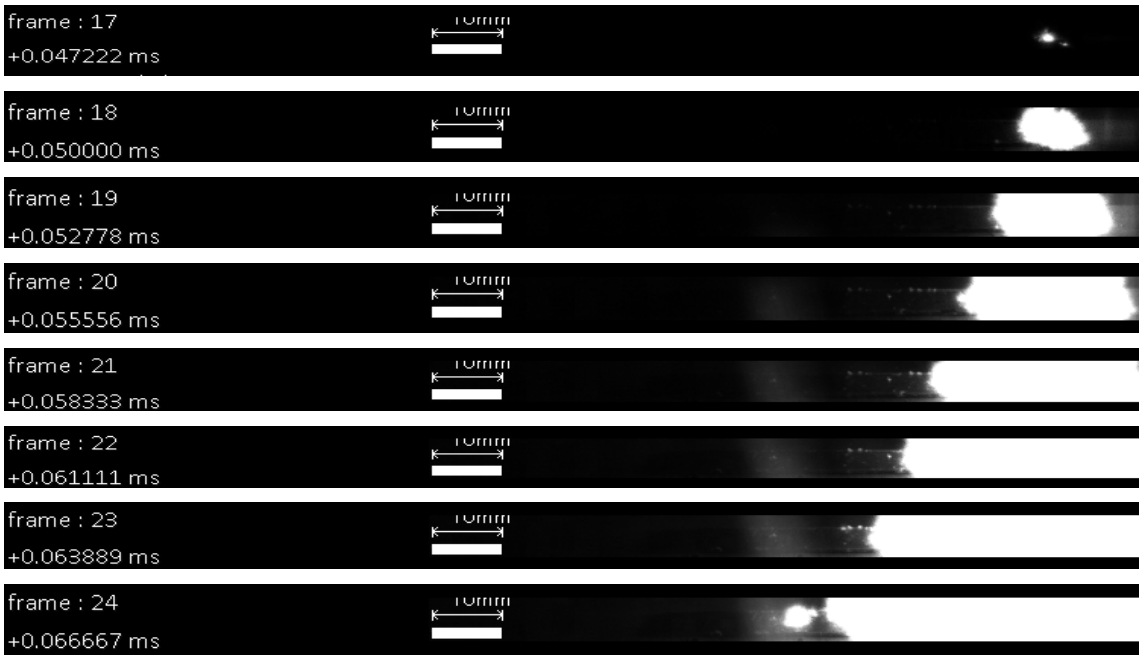
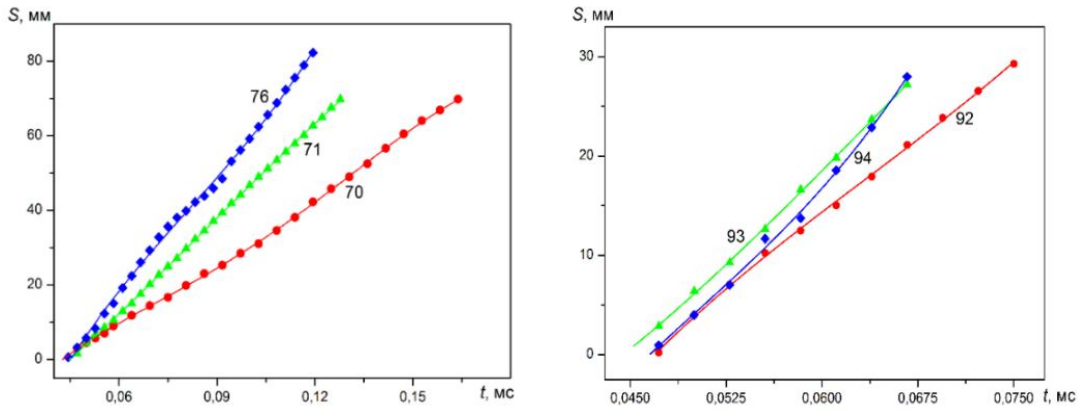


Рис. 1. Фрагмент горения ПК-композита в эксперименте № 94 (образец режима РФ8)

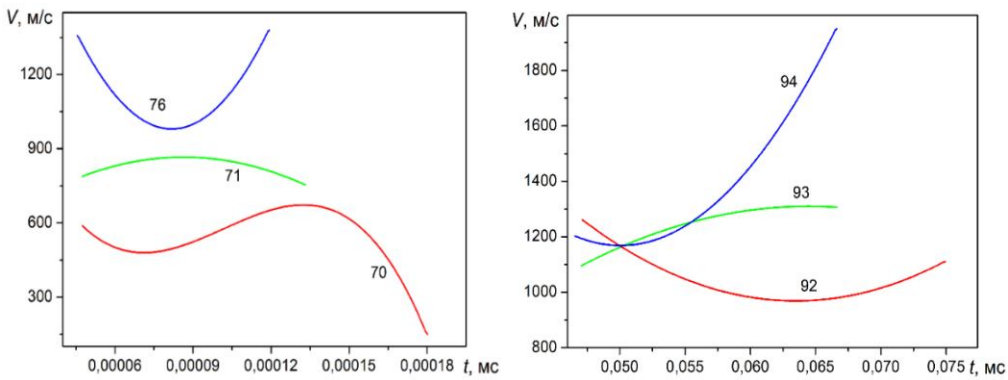


а *б*

Рис. 2. Распространение фронтов горения вдоль образцов режима: *а* – РФ6, *б* – РФ8

На рис. 3 представлены зависимости скоростей горения ПК-композитов от времени. Анализ кривых $V(t)$ показывает, что значения скоростей находятся в соответствии с качеством поверхностей пористого слоя и количеством кристаллов на образцах (выступившие на них образования снижают долю окислителя, находящегося в порах и взаимодействующего с нанопористым скелетом кремния).

Несмотря на значительно худшее состояние пористого слоя для образцов режима РФ8, практически в течение всего процесса горение происходит быстрее, чем у образцов режима РФ6. Интересно, что у образцов РФ8 близки стартовые скорости горения (возможно, более эффективное воздействие инициирующего импульса), а затем процесс развивается с учетом индивидуальных особенностей образца: полноты первоначального насыщения, режима и степени сушки, выхода из пористой структуры кристаллов и состояния пористой структуры.



а *б*

Рис. 3. Скорости горения ПК-композитов режима: *а* – РФ6, *б* – РФ8

При горении композитов в окружающем их пространстве формируется аэрозольное облако (рис. 4), которое быстро распространяется по окружающему объему со скоростями, соизмеримыми со скоростью фронтального горения (рис. 5). Оно состоит из микрофрагментов пористого слоя, реагирующих с покрывающим поверхность их наноскелета и заполняющим его поры моногидратом перхлората натрия, а также из раскаленных продуктов их сгорания. Образование облака связано в первую очередь с разрушением пористого наноскелета непосредственно перед фронтом распространения гетерогенного горения. Деструкция пористого слоя вызвана хрупкостью пористого кристалла и высоким уровнем термомеханических напряжений, возникающих при частичном поглощении энергии сгорания композита. Выброс микрофрагментов в воздушную среду обусловлен двумя факторами: импульсами силы при выделении энергии связи разрушающейся структуры пористого слоя (как при горении в кислороде) и реактивными силами, действующими на микрофрагменты при горении свежеоткрытых при деструкции слоя поверхностей композита.



Рис. 4. Первый и второй кадры (Δt = 3.33 мс) горения композита на основе ПК режима РФ6 (камера Casio EX-F1, время экспозиции 3 мс)



Рис. 5. Динамика горения композита на основе ПК режима РФ6 (камера Fastcam SA-X2, 50 000 кадр/с, время экспозиции 1 мкс)

В системе координат, связанной с фронтом поверхностного горения, распространяющееся двумерное течение близко к автомодельному и напоминает течение при горении кремния в кислороде. Только скорости распространения горения и аэрозоля на два порядка выше. Хорошо просматривается граница ядра двумерного течения, вблизи которой, возможно, завершается процесс аэрозольного горения. Достаточно контрастно обозначены контуры области продуктов сгорания, что говорит о стабильности горения и отсутствии заметных пульсаций физических параметров.

Температуру в процессе горения регистрировали с помощью фотоэмиссионного пирометра ПИФ 4/2 (частота регистрации 200 кГц, погрешность 10–15%). На рис. 6 представлены кривые температур, которые были получены при обработке сигналов пирометра в экспериментах № 70 и № 71 (ПК режима РФ6). Видно, что регистрируемые температуры близки по уровню: $T_{\text{средн №70}} = 2100$ К, $T_{\text{средн №71}} = 2000$ К – и размаху пульсаций. Отметим, что из-за малой продолжительности фронтального горения ПК-композитов (так, в экспериментах № 70 и № 71 – 120 и 80 мкс соответственно), его температура регистрируется лишь на начальных участках записи. После чего измеряются температуры аэрозольного горения и продуктов сгорания (в экспериментах с большими скоростями горения участки фронтального горения образцов еще меньше, так в эксперименте № 93 – около 22 мкс).

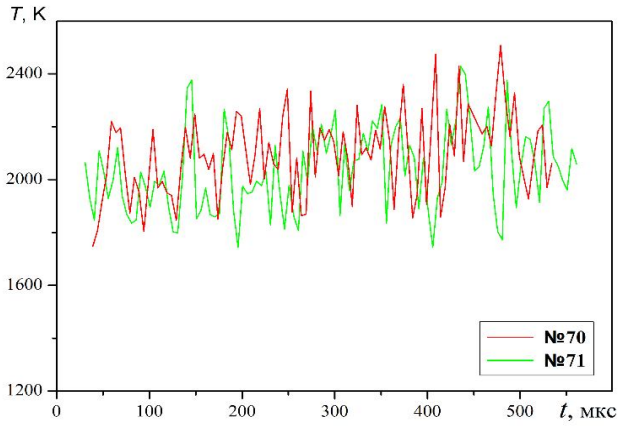


Рис. 6. Температуры, зарегистрированные в процессе горения ПК-композитов в экспериментах № 70 и № 71

Высокий уровень температур, которые достигаются при горении ПК-композитов, значительная скорость распространения процесса и облака его раскаленных продуктов предопределяют заметный уровень возмущений давления, регистрируемых в исследуемых процессах на расстоянии 260 мм от точки их инициирования (рис. 7, таблица).

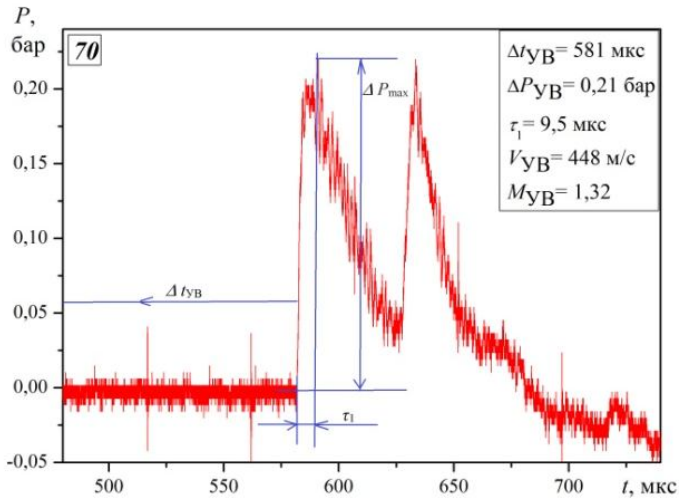


Рис. 7. График давления в эксперименте № 70 (ПК-композит режима РФ6)

Интенсивность формирующейся ударной волны определяется массовой скоростью физико-химического превращения вещества, теплотой превращения и массой композита m. Первый «треугольный» импульс имеет почти классическую форму, характерную для возмущений давлений в полупространстве. Фаза разрежения отсутствует из-за того, что область распространения возмущений ограничена объемом защитного короба. Этим же объясняется наличие второго пика, близкой, а иногда и большей интенсивности. Он вызван суперпозицией возмущений, распространяющихся от горящего образца в стороны от его оси и отражающихся от стенок короба (для второго пика – боковых). Интенсивность ударной волны в эксперименте № 70 немного ниже, чем в двух остальных, что объясняется меньшей линейной, а значит – и массовой скоростью горения, интенсивность в экспериментах № 71 и № 76 при выбранной точности равны. При таких уровнях давлений более надежный показатель – время прихода ударной волны $\Delta t_{\text{УВ}}$. Видно, что эти времена убывают с ростом скоростей горения, при этом числа Маха ударных волн возрастают.

Тот факт, что значения $\Delta P_{\max}$ для ПК-композитов режима РФ8 обычно ниже, чем для образцов режима РФ6, хотя скорости горения выше, объясняется меньшей длиной ПК-композитов РФ8 (таблица). Эта разница по длине слоя более чем в два раза, приводит к тому, что общая масса топлива для каждого из ПК-композитов РФ6 больше, чем для каждого из ПК-композитов РФ8. Хотя толщина слоя в последнем случае в 1,4 раза больше. А вот время прихода ударной волны $\Delta t_{\text{УВ}}$ для образцов РФ8, как правило меньше, и ее крутизна, определяемая значением $\tau_{\text{нараст}}$, всегда выше, чем в случае пористых слоев меньшей толщины.

Литература

1. Миронов В. Н., Баранышин Е. А., Голомако Е. С. и др. Горение композитов пористый кремний–моногидрат перхлората натрия в средах кислорода и азота при давлении 1 бар // ММФ–2020: XVI Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 16–19 мая 2022 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2021. С. 378–383.

УДК 532.517.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯЧЕИСТОЙ СТРУКТУРЫ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

В. Ф. Никитин[1,2], Н. Н. Смирнов[1,2], Е. В. Михальченко[1,2]

[1]ФГУ ФНЦ НИИСИ РАН, г. Москва, Россия
[2]МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Детонация – это сложное явление из-за трехмерной волновой структуры с неоднородным динамическим волновым фронтом [1–4]. Если рассматривать движение тройной точки через детонационную трубу, покрытую сажей, сдвиговые силы от этих тройных точек размечают рисунок похожий на чешую рыбы во внутренних стенках. Эта модель известна как детонационная ячейка. По мере того, как ведущий ударный фронт распространяется вниз по течению, тройные точки чередуется. Одновременно поперечная волна колеблется перпендикулярно направлению ее распространения [5]. Было обнаружено, что эти детонационные ячейки являются одним из наиболее важных параметров в исследованиях и экспериментах по детонационной ячейке. При рассмотрении явления детонации с использованием численного

моделирования зачастую необходимо учитывать ячеистую структуру, а именно способность разрешения программным пакетом данных структур. В работе рассматривается получение ячеистой структуры в водородно-воздушной и ацетилено-воздушной смесях, при различных параметрах с помощью авторского пакета программ [6, 7].

Математическая модель. Для расчета ячеистой детонации нами использована математическая модель многокомпонентного совершенного газа с химическими превращениями, без явлений переноса и без моделирования турбулентности. Зажигание газовой смеси проводится вводом энергии от внешнего источника; энергии должно быть при этом достаточно для того, чтобы инициировать прямое возбуждение детонации.

Для расчета многокомпонентной газовой динамики с внешним источником энергии используем следующие уравнения баланса массы, импульса и энергии [6]:

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_k u_j\right) = \dot{\omega}_k(\rho_1, ..., \rho_{N_C}, T)\,; \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_i u_j\right) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0\,; \tag{2}$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left(E_T + p\right)u_j\right) = \dot{Q}\,. \tag{3}$$

В системе (1)–(3) индекс k пробегает значения $1\ldots N_C$ (перечень компонент), индексы i, j – значения 1, 2, 3 (перечень координат); по повторяющимся индексам ведется суммирование. Используются следующие обозначения: ρ_k – парциальная плотность компонент, ρ – плотность газовой смеси, u_j – составляющие вектора скорости, $\dot{\omega}_k$ – интенсивность образования единицы массы компонента в единице объема за счет химических превращений, T – температура, p – давление, E_T – полная энергия газовой смеси, включающая тепловую, химическую и кинетическую, $\dot{Q}$ – интенсивность внешнего источника тепла на единицу объема.

Плотность газовой смеси рассчитывается как сумма парциальных плотностей:

$$\rho = \sum_{k=1}^{N_C} \rho_k\,. \tag{4}$$

Считается, что газовая смесь состоит из компонентов, каждый из которых – совершенный газ, подчиняющийся уравнению Клапейрона–Менделеева. Давление выражается через парциальные плотности и температуру, а полная энергия – также через эти параметры и модуль скорости:

$$p = R_G T \sum_{k=1}^{N_C} \frac{\rho_k}{W_k}\,,\ E_T = \sum_{k=1}^{N_C} \frac{\rho_k}{W_k} E_k(T) + \rho\frac{u^2}{2}\,. \tag{5}$$

Здесь R_G – универсальная газовая постоянная, W_k – молярная масса компонента газа, E_k – сумма внутренней и химической энергии газового компонента на один моль, u – модуль скорости газа. Величины $E_k(T)$ рассчитываются по табличным данным своей интерполяции.

Благодаря закону действующих масс, интенсивность производства компонента смеси за счет химических превращений можно выразить через скорость каждой реакции. Данные от всех реакций кинетического механизма при этом суммируются, так что в итоге расчет $\dot{\omega}_k$ сводится к следующей сумме:

$$\dot{\omega}_k = W_k \sum_{r=1}^{N_R} \left(\nu''_{rk} - \nu_{rk} \right) f_r(T, M_r) \left[\prod_{k=1}^{N_C} X_k^{\nu'_{rk}} - \frac{\theta_r}{K_r(T)} \prod_{k=1}^{N_C} X_k^{\nu''_{rk}} \right], \tag{6}$$

где ν'_{rk}, ν''_{rk} – входящие и исходящие стехиометрические коэффициенты реакции r, ω_r – скорость реакции, зависящая от температуры и парциальных плотностей компонентов, f_r – коэффициент прямой реакции, зависящий от температуры и обобщенной молярной плотности смеси, X_k – молярная плотность компонента, θ_r – флаг обратимости реакции: если 0, то реакция необратима, K_r – константа равновесия реакции.

Молярная плотность компонента пропорциональна ее парциальной плотности, а обобщенная молярная плотность суммирует эти плотности с весом, зависящим от реакции

$$X_k = \frac{\rho_k}{W_k}, \quad M_r = \sum_{k=1}^{N_C} \gamma_{rk} X_k \,. \tag{7}$$

Константа равновесия рассчитывается на основе стехиометрических коэффициентов реакции и термодинамических свойств вовлеченных компонентов следующим образом:

$$\ln K_r(T) = -\sum_{k=1}^{N_C} \nu_{rk} \left(\frac{H_k(T)}{R_G T} - \frac{S_k(T)}{R_G} - 1 \right) + \left(\sum_{k=1}^{N_C} \nu_{rk} \right) \ln \frac{p_B}{R_G T} \,. \tag{8}$$

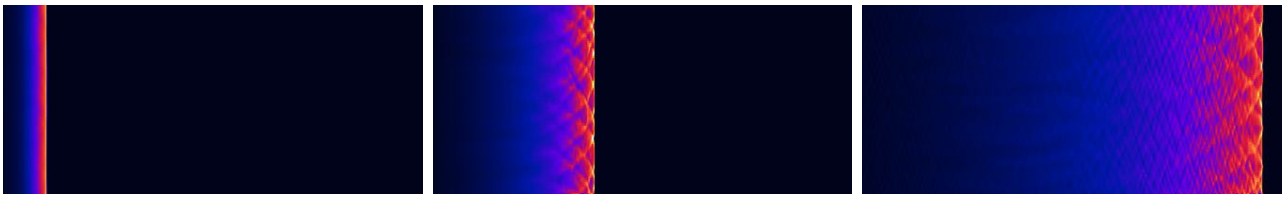
Здесь H_k, S_k – молярная энтальпия и энтропия компонента.

В качестве начальных условий задаются исходные температура T_0 и давление, P_0 а также ненормированные молярные доли компонентов. В частности, для расчета детонации ацетилена с воздухом задавались соотношения $[C_2H_2]:[O_2]:[N_2] = 1:2:8$, а для водорода с воздухом $[H_2]:[O_2]:[N_2] = 2:1:4$. Газовая смесь в начальном состоянии покоится.

Расчет проводится в прямоугольной двумерной области размером $L \times H$: $0 \le x \le \mathrm{L}$, $0 \le y \le \mathrm{H}$. На границах $y = 0$, $y = H$ задавались условия непротекания, а на границах $x = 0$ и $x = L$ – условия свободного выхода.

Зажигание осуществлялось подачей энергии Q в небольшую область $0 \le x \le x_Q$ в течение короткого времени t_Q. Энергия и время ее подачи выбирались таковыми, чтобы осуществить прямое инициирование детонационной волны без периода перехода горения в детонацию. Для провокации начальной неустойчивости в системе вводилась небольшая начальная неравномерность подачи дополнительной энергии.

Результаты расчетов. На рис. 1 изображено развитие процесса прохождения детонационной волны в системе водород–воздух при начальной температуре 300 К и давлении 1 бар. Рабочая область 10×4 см. В течение первой микросекунды в узкую область шириной 2 мм, примыкающую к левому краю, вбрасывается энергия, достаточная для прямого возбуждения детонационной волны. К моменту 5 мкс разрыв, образовавшийся после этого вброса энергии, распался на уходящую вправо детонационную волну и волну разрежения, через которую влево через свободную границу ушла часть изначально имевшегося газа. В этот момент фронт волны практически равномерный. К моменту 20 мкс на фронте уже развилась ячеистая структура: на фронте волны образовались пучности с высоким давлением, от которых назад по течению отходят поперечные ударные волны. На переднем фронте волны наблюдается 8 пучностей высокого давления. В момент 50 мкс передний фронт детонационной волны почти покинул рабочую область, основные поперечные волны имеют тот же характер, число основных пучностей переднего фронта стало 9, это можно объяснить тем, что две пучности при 20 мкс практически объединены в одну. К моменту 50 мкс на систему волн наложилась также мелкая рябь, которая стала следствием многочисленных отражений поперечных волн от боковых стенок.



t = 5 мкс *t* = 20 мкс *t* = 50 мкс

Рис. 1. Развитие волны детонации в системе водород–воздух (изображено давление)

Число пучностей характеризует размер детонационной ячейки следующим образом. Пучности эти не находятся в одном месте волны, а постоянно перемещаются. Если на поверхности свести в одно пространство ход этих пучностей давления, то в двумерном случае образуется ромбовидная структура, подобная изображенной на рис. 2. Размером детонационной ячейки является поперечник такого ромба.

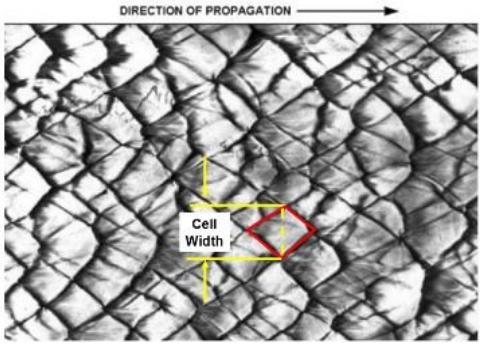
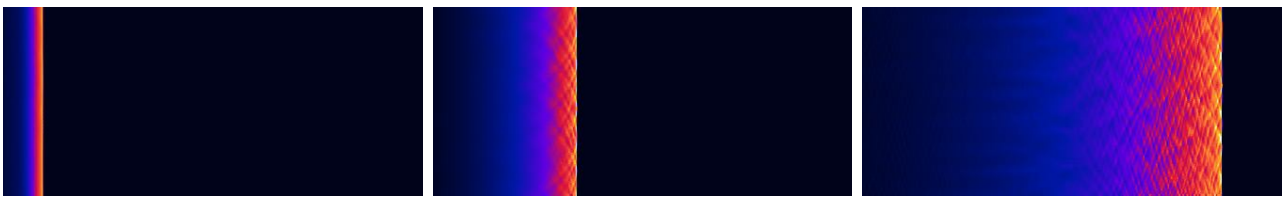


Рис. 2. Картина полученных на опыте [2] пучностей давления на фронте детонационной волны

Ромбы эти на практике, а также и в численных расчетах, не одинаковы, так что под размером детонационной ячейки понимается средний размер таких ромбовидных ячеек. Если на фронте шириной H находится n в среднем пучностей, то среднее расстояние между ними равно $H/(n + 1)$, максимальное же можно оценить как $2H/(n + 1)$ (минимальное – нуль). Тем самым получаем расчетную оценку размера детонационной ячейки в 0.8 см (для 9 ячеек).

В опытах [8] как раз и получен размер ячейки около 0.8 см для стехиометрической смеси водорода с воздухом для указанных выше начальных значениях температуры и давления.

На рис. 3 изображено развитие давления для случая детонации ацетилена с воздухом при тех же начальных значениях температуры и давления. Смесь бралась не стехиометрическая, а богатая, со значением эквивалентного соотношения 1.25, тем не менее ацетилен расходуется полностью, образуя вместо CO_2 угарный газ CO, который по мере падения давления и температуры за волной детонации постепенно окисляется до CO_2 с использованием непрореагировавшего кислорода.



t = 5 мкс *t* = 20 мкс *t* = 50 мкс

Рис. 3. Развитие волны детонации в системе ацетилен–воздух (изображено давление)

Развитие процесса в такой смеси качественно такое же, как и в смеси кислорода с воздухом. Замечено, что дестабилизация фронта происходит чуть позже, но к моментам 20 и 50 мкс ячеистый характер детонации вполне развит. Число пучностей на переднем фронте

детонационной волны 11 в момент 20 мкс и 10 в момент 50 мкс. Это говорит о расчетном размере детонационной ячейки в 0.66 см. Видно также, что к моменту 50 мкс фронт выдвинулся не так далеко, как для водородно-воздушной смеси (рис. 1), что говорит о меньшей скорости волны детонации в смеси ацетилена с воздухом при этих условиях.

В опытах [9] для ацетилено-воздушной смеси получена несколько меньшая по размеру ячейка примерно в 0.5 см для эквивалентного соотношения 1.25. Это может говорить о том, что укороченная кинетика ацетилена, которая была использована в расчетах, нуждается в корректировке – скорость декомпозиции ацетилена как ведущая реакция всего механизма, должна быть несколько увеличена.

Работа выполнена при поддержке программы РАН "Разработка алгоритмической компоновки и программ для расчета многомасштабных процессов и горения" АААА-А18-118041190165-9 (0065-2019-0021).

Литература

1. Gamezo V. N., Vasil'ev A. A., Khokhlov A. M., Oran E. S. Fine cellular structures produced by marginal detonations // Proceedings of the Combustion Institute. 2000. Vol. 28(1). P. 611–617.

2. Lee J., Knystautas R., and Freiman A. High speed turbulent deflagrations and transition to detonation in H2-air mixtures // Combustion and Flame. 1984. Vol. 56.

3. Kuo K. Principles of Combustion. Boston, McGraw-Hill, 2005.

4. Левин В. А., Мануйлович И. С., Марков В. В. Трехмерная ячеистая детонация в цилиндрических каналах // Докл. РАН. 2015. Vol. 460(1). P. 35–38.

5. Gavrikov A., Efimenko A., and Dorofeev S. A Model for detonation cell size prediction from chemical kinetics // Combustion and Flame. 2000. Vol. 120. P. 19–33.

6. Smirnov N. N., Nikitin V. F., Stamov L. I., Mikhalchenko E. V., Tyurenkova V. V. Three-dimensional modeling of rotating detonation in a ramjet engine // Acta Astronautica. 2019. Vol. 163(A). P. 168–176.

7. Smirnov N. N., Penyazkov O. G., Sevrouk K. L., Nikitin V. F., Stamov L. I., Tyurenkova V. V. Onset of detonation in hydrogen-air mixtures due to shock wave reflection inside a combustion chamber // Acta Astronautica. 2018. Vol. 149. P. 77–92.

8. Ciccarelli G., Ginsberg T., Boccio J., Economos C., Sato K., and Kinoshita M. Detonation cell size measurements and predictions in hydrogen-air-steam mixtures at elevated temperatures // Combust. Flame. 1994. Vol. 99(2). P. 212–220.

9. Knystautas R., Guirao C., Lee J. H., and Sulmistras A. Measurement of cell size in hydrocarbon-air mixtures and predictions of critical tube diameter, critical initiation energy, and detonability limits // Prog. Astronaut. Aeronaut. 1984. Vol. 94. P. 23–37.

УДК 622.253

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОТТАИВАНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД ПОСЛЕ ДЛИТЕЛЬНОГО ЗАМОРАЖИВАНИЯ УЧАСТКОВ ОБВОДНЕННОГО ПОРОДНОГО МАССИВА ПРИ СТРОИТЕЛЬСТВЕ ШАХТНЫХ СТВОЛОВ

О. С. Паршаков, А. В. Пугин, М. А. Семин

Горный институт УрО РАН, г. Пермь, Россия

Освоение месторождений в сложных гидрогеологических условиях зачастую производится специальными способами проходки шахтных стволов. Наиболее распространенным способом проходки является искусственное замораживание горных пород. После окончания проходки ствола через замороженную зону наступает период оттаивания породного массива, который считается одним из наиболее ответственных в строительстве шахтных стволов способом замораживания. В этот период происходит перераспределение напряжений в массиве пород, крепь ствола получает полную нагрузку, изменяется температура самой крепи.

Вопросы оттаивания влагонасыщенного породного массива, предварительно подвергнутого длительному искусственному замораживанию (более одного года), крайне редко поднимаются в литературе. Существуют отдельные примеры исследований поведения замороженного массива и крепи ствола непосредственно в первые недели режима оттаивания, но оценки того, как изменяется температурное поле массива в течение всего периода после отключения замораживающих станций стволов ранее не проводились.

Практика показывает, что искусственно замороженный массив может находиться в мерзлом состоянии в течение нескольких лет при отсутствии интенсивных внешних источников теплоты. Естественные внешние теплопритоки не способны быстро разморозить породный массив. Единственным способом сделать это является искусственное размораживание, которое иначе называют активным размораживанием. Активное размораживание пород производится путем контролируемого повышения температуры хладоносителя до положительных температур с сохранением его циркуляции в замораживающих колонках.

Вопрос о преимуществе пассивного размораживания над активным остается открытым. Резкое повышение температуры хладоносителя до положительных температур в замораживающих колонках не способно вызвать локальное разрушение последних при условии, что в конструктивных элементах колонок отсутствуют производственные дефекты. Тем не менее, данный режим вызывает более интенсивные температурные деформации и напряжения в системе «замораживающие колонки–породный массив–крепь», по сравнению с пассивным размораживанием, при котором возрастание напряжений происходит медленнее и не достигает значительных величин.

В работе представлены экспериментальные исследования температурных полей участков породного массива в процессе их замораживания и оттаивания. Приведены результаты моделирования термодинамического состояния ледопородного ограждения шахтных стволов при пассивном и активном размораживании горных пород. На основании результатов моделирования тепломассопереноса проведен сравнительный анализ режимов пассивного и активного размораживания обводненных горных пород. Произведена оценка влияния температурных деформации и напряжений на состояние крепи шахтных стволов.

УДК544.3:544.45:536.7:661.487:536.464

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЧЕНИЯ ФТОРИДА ВОДОРОДА ИЗ БИФТОРИДА АММОНИЯ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

Д. С. Пашкевич[1], Д. А. Мухортов[2], В. В. Капустин[1], В. Б. Петров[2], П. С. Камбур[1], Е. С. Курапова[2], Ю. И. Алексеев[3], А. Р. Зимин[1]

[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Российский научный центр "Прикладная химия", г. Санкт-Петербург, Россия
[3]ООО «Новые химические продукты», г. Санкт-Петербург, Россия

Фторид водорода HF является наиболее распространённым фторирующим агентом в промышленности соединений фтора. С его использованием получают фториды урана в ядерном топливном цикле, фторполимеры, озонобезопасные хладоны, электронные газы и т. д. В современной промышленности для производства HF используют сернокислотное разложение высококачественного плавикового шпата CaF_2 [1], запасы которого в России истощены, что приводит к необходимости импорта. Поэтому разработка альтернативных методов получения HF является актуальной задачей.

Промышленным источником фтора может стать фторапатит $Ca_{10}(PO_4)_6F_2$, который используют при производстве экстракционной фосфорной кислоты [1]. Большую часть фтора при сернокислотном разложении фторапатита выводят из процесса в виде водного раствора гексафторкремниевой кислоты H_2SiF_6 (ГФКК). Значительная часть ГФКК не находит рынка сбыта, поэтому кислоту нейтрализуют и фторсодержащие отходы размещают на полигонах хранения промышленных отходов. Из ГФКК может быть получен водный раствор фторида аммония, из которого упариванием получают бифторид аммония $NH_4F{\cdot}HF$ (БФА). Из БФА можно получить фторид водорода, сжигая его в кислороде:

$$NH_4F{\cdot}HF + 0{,}75O_2 \rightarrow 0{,}5N_2 + 1{,}5H_2O + 2HF. \quad (1)$$

Взаимодействие смеси аммиак–воздух и аммиак–кислород в режиме горения хорошо изучено. При нормальных условиях концентрационные пределы распространения пламени в смеси аммиак–воздух и аммиак–кислород 14,0–33,0 об.% и 13,5–82,0 об.% соответственно, а нормальная скорость распространения пламени 0,1 и 0,5 $м{\cdot}с^{-1}$ соответственно.

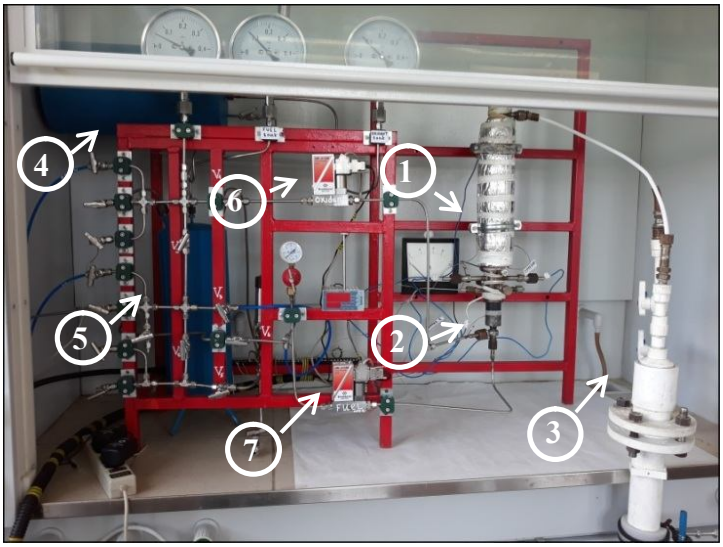
Однако данных о влиянии фторида водорода на этот процесс не обнаружено. При этом известно, что фторид водорода является полярным веществом (дипольный момент молекулы $\mu = 0{,}64{\cdot}10^{-29}$ Кл·м) и может оказывать как каталитическое, так и ингибирующее влияние на скорость реакции окисления аммиака кислородом.

Целью работы являлось исследование взаимодействия аммиака и кислорода в режиме горения в присутствии фторида водорода.

На первом этапе исследования был проведен расчёт термодинамически равновесного состава веществ в системе элементов N-H-F-Ов зависимости от температуры и соотношения компонентов с использованием программного комплекса АСТРА [2]. Результаты расчета показали, что в диапазоне изменения температуры 800–2500 К единственным фторсодержащим веществом в равновесной смеси является HF, а фториды и оксифториды азота отсутствуют. При температуре выше 2500 К становится заметной диссоциация фторида водорода – степень диссоциации при атмосферном давлении составляет $2{,}0{\cdot}10^{-3}$.

Для экспериментального исследования процесса горения аммиака в присутствии фторида водорода была создана лабораторная установка (рисунок). Реактор типа "туннельная

горелка” представляет собой стальную трубу внутренним диаметром 41 мм, высотой 500 мм и объемом 660 см^3. Для нагрева стенки реактора на его внешней поверхности закреплен нагревательный кабель, подключённый к терморегулятору.



Лабораторная установка: 1 – реактор, 2 – форсуночный блок, 3 – пропиленовый абсорбер, 4 – стальная ёмкость с датчиком давления для HF и O_2, 5 – стальная ёмкость с датчиком давления для NH_3, 6 – регулятор расхода газа на линии подачи HF и O_2, 7 – регулятор расхода газа на линии подачи NH_3

Подачу газов в реактор осуществляли через двухкомпонентную форсунку 2, представляющую собой два коаксиальных канала – осевой (наружный диаметр 3 мм, внутренний – 2 мм) и кольцевой (наружный диаметр 8 мм) – с зоной смешения диаметром 8 мм переменной длины. Окислитель из ёмкости 4 поступал в реактор через кольцевой канал форсуночного блока *2*, а топливо через осевой. Для регистрации формирования и существования фронта горения использовали хромель-алюмелевые термопары t_1 и t_2 с диаметром электродов 200 мкм, установленные без защитных чехлов так, что спай термопары находился на оси цилиндра. Термопара t_1 находилась на расстоянии 15 мм от среза форсунки, t_2 на расстоянии 62 мм от среза. Для измерения температуры форсуночного блока в его корпус установлена хромель-копелевая термопара t_3. Инициирование процесса горения осуществляли с помощью раскаленной спирали из нихромовой проволоки диаметром 0,3 мм, установленной на расстоянии 40 мм от среза форсунки. Температура компонентов смеси, подаваемых в форсуночный блок составляла 25 °С. Чтобы избежать образования фторида аммония на внутренней стенке реактора при контакте аммиака и фторида водорода, стенку реактора термостатировали при температуре 300 °С. При этом форсуночный блок нагревался до 90 °С. Поток продуктов после реактора по обогреваемой линии подавали в полипропиленовый сосуд 3, заполненный водой. На выходе из него отбирали несколько газовых проб, которые анализировали методами газовой хроматографии. Определяли объемные доли H_2, O_2, Ar, N_2, CH_4, CO, CO_2 и CF_4 в пробе. После окончания опыта жидкость из сосуда 3 анализировали титрованием на содержание HF и NH_3.

Эффективность способа получения фторида водорода из БФА в режиме горения определяется степенью конверсии аммиака. В работе глубину конверсии аммиака определяли по составу жидких $K_{ж}$, поглощённых водой в абсорбере 3, и газообразных $K_{г}$ продуктов реакции.

На первом этапе на созданной лабораторной установке были проведены опыты по определению состава продуктов горения аммиака в кислороде в присутствии аргона (табл. 1).

При выбранных значениях концентраций исходных веществ и скорости движения потока удалось сформировать устойчивый фронт пламени. Во всех проведенных опытах фронт горения находился в объеме реактора и в смеситель не проникал. Степень конверсии аммиака зависела от длины зоны смешения и соотношения расходов компонентов и достигала 99%. При замене аргона на эквимольное количество фтористого водорода HF сформировать

устойчивый фронт пламени не удалось в диапазоне изменения расходов компонентов 35,1–37,8 $см^3 \cdot с^{-1}$при изменении длины зоны смешения от 0 до 40 мм. Это может быть связано с ингибирующим влиянием фторида водорода на скорость реакции окисления аммиака или с образованием жидкого или твёрдого фторида аммония при контакте аммиака и фторида водорода в смесителе.

Таблица 1

Состав продуктов взаимодействия NH_3 и O_2 в присутствии Ar в режиме горения и конверсия NH_3 в зависимости от расходов исходных компонентов и длины смесителя

h, мм	Исходная смесь, об.%			W, $см^3/с$	V, см/с	Состав продуктов реакции, об.%				$K_г$	$K_ж$
	NH_3	O_2	Ar			N_2	Ar	H_2	O_2		
0	24,4	25,9	49,6	22,8	1,7	7,8	68,8	0,0	23,4	47%	56%
35	23,6	28,4	48,0	14,1	1,1	16,6	68,6		14,9	98%	93%
50	23,6	28,4	48,0	14,1	1,1	16,6	68,6		14,9	99%	89%
	24,6	25,4	50,0	27,2	2,1	15,6	75,5		8,9	84%	88%
	25,1	24,1	50,9	44,5	3,4	15,7	77,8		6,5	83%	87%
	28,1	14,9	57,0	39,7	3,0	13,6	86,0	0,4	0,0	65%	79%

Для стабилизации фронта пламени в систему NH_3-HF-O_2 был добавлен метан (табл. 2). Чтобы избежать возможного образования жидкого или твёрдого фторида аммония при контакте аммиака и фторида водорода в смесителе опыты проводили при h = 0 мм. Было установлено, что при концентрации метана и кислорода в исходной смеси выше 5,6 и 27,8% соответственно удаётся сформировать устойчивый фронт горения.

Таблица 2

Состав продуктов взаимодействия NH_3,O_2 и CH_4 в присутствии HF в режиме горения и конверсия NH_3 в зависимости от расходов исходных компонентов

Исходная смесь, об.%				W, $см^3/с$	V, см/с	Состав продуктов реакции, об.%						$K_г$	$K_ж$
NH_3	HF	O_2	CH_4			H_2	N_2	O_2	CH_4	CO_2	CO		
24,5	49,0	23,8	2,7	36,0	2,7	Сформировать устойчивый фронт пламени не удается							
22,2	44,4	27,8	5,6	35,1	2,7	0	65,8	1,3	0	32,9	0	95%	97%
19,7	39,4	32,5	8,3	37,1	2,8	0	50,5	7,1	0	42,4	0	98%	98%
20,0	39,9	31,7	8,4	37,8	2,9	3,1	51,5	2,1	0	43,3	0	96%	97%
19,3	38,5	32,9	9,2	37,0	2,8	0	50,0	1,0	0	49,0	0	98%	98%

Содержание кислорода в системе соответствовало минимально необходимому для полного сгорания аммиака и метана. Конверсия аммиака и метана в режиме горения достигала 98%. Минимальное содержание CH_4 и O_2в смеси, при которых удается провести реакцию в режиме горения, соответствует уравнению

$$NH_3 + 2HF + 1{,}25O_2 + 0{,}25CH_4 \rightarrow 0{,}5N_2 + 2{,}0H_2O + 2HF + 0{,}25CO_2.$$

Известно, что элементный фтор имеет аномально низкую энергию диссоциации – $\Delta H_{дисс}$ = 151 $кДж \cdot моль^{-1}$, и наличие радикалов фтора в реагирующей смеси может стабилизировать фронт пламени. Поэтому были проведены опыты, в которых в зону реакции подавали фтор в количестве, соответствующем концентрации 0,5–1,3 об.%. Однако сформировать устойчивый фронт горения в присутствии фтора без метана не удалось (табл. 3). При наличии метана в количестве, соответствующем концентрации 2,7 об.% и фтора в количестве, соот-

ветствующем концентрации 0,5% фронт горения был стабилен и конверсия аммиака в этом режиме достигала 98%.

Таблица 3

Состав продуктов взаимодействия NH_3, O_2, CH_4 и F_2 в присутствии HF в режиме горения и конверсия NH_3 в зависимости от расходов исходных компонентов

Исходная смесь, об.%					W,	V,	Состав продуктов реакции, об.%			$K_г$	$K_ж$
NH_3	HF	O_2	CH_4	F_2	$см^3/с$	см/с	N_2	O_2	CO_2		
24,4	48,8	23,7	2,7	0,5	35,4	2,7	77,8	4,8	17,5	97%	98%
26,5	52,9	19,8	0,0	0,8	36,0	2,7	Сформировать устойчивый фронт пламени не удается				
23,9	47,7	27,4	0,0	1,0	35,4	2,7					
26,4	52,8	19,8	0,0	1,1	35,3	2,7					
26,3	52,6	19,7	0,0	1,3	33,3	2,5					

На основе расчётов с использованием программного комплекса АСТРА показано, что в термодинамически равновесной смеси в диапазоне изменения температуры 800–2500 К в системе элементов N-H-F-O единственным фторсодержащим веществом является фторид водорода, а фториды и оксифториды азота отсутствуют.

Экспериментально установлено, что не удаётся сформировать стабильный фронт горения аммиака в кислороде в присутствии в зоне реакции фторида водорода в диапазоне изменения концентраций аммиака от 25,0 до 27,5%, фторида водорода от 50,0 до 55,1% и кислорода от 17,4 до 25,0%, т. е. когда мольное соотношение составляет NH_3-2HF-O_2. При использовании метана в качестве добавки к аммиаку, когда его концентрация в четырёхкомпонентной смеси CH_4-NH_3-HF-O_2 была не менее 5,6%, мольное соотношение NH_3-HF соответствовало БФА, а количество кислорода было достаточно для полного окисления и аммиака и метана (NH_3 + 2HF + 1,25O_2 + 0,25CH_4), удалось сформировать устойчивый фронт горения. Конверсия аммиака в режиме горения достигала 98%. Использование фтора в количестве, соответствующем его концентрации в смеси порядка 1%, не позволило получить стабильный факел горения аммиака в кислороде в присутствии фторида водорода. Применение фтора в количестве, соответствующем концентрации порядка 0.5%, позволило снизить концентрацию метана, при которой фронт пламени стабилен, до 2,7%.

Предложенный метод может стать основой технологии получения фторида водорода из бифторида аммония, который является побочным продуктом некоторых производств.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 05.608.21.0277, УИН RFMEFI60819X0277).

Обозначения

μ – электрический дипольный момент; h – длина зоны смешения; W – суммарный объёмный расход компонентов при нормальных условиях; V – скорость потока в объёме реактора; $K_г$ – конверсия аммиака определенная по газообразным продуктам реакции; $K_ж$ – конверсия аммиака определенная по жидким продуктам реакции, $\Delta H_{дисс}$ – энергия диссоциации.

Литература

1. Туманов В. В., Островский С. В., Старостин А. Г. Сырьевая база фтора в России и других странах // Вестн. ПНИПУ. Хим. технология и биотехнология. 2015. № 4. С. 124–136.

2. Трусов Б. Г. Программная система моделирования фазовых и химических равновесий при высоких температурах // Инженерный журнал: наука и инновации. 2012. № 1 (1). С. 21.

УДК 551.345:536.421

УЧЕТ ПРОЦЕССА ВНУТРИПОЧВЕННОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ТЕПЛОВЛАГООБМЕНА В МЕРЗЛЫХ ГРУНТАХ

П. П. Пермяков[1,2], А. Ф. Жирков[2], М. Н. Железняк[2]

[1]Институт физико-технических проблем Севера СО РАН им. В. П. Ларионова,
[2]Институт мерзлотоведения СО РАН, г. Якутск, Россия
permyakov2005@mail.ru, zhirkov_af@mail.ru

Введение. В последние годы с потеплением климата повысилась интенсивность тепломассообменных процессов в деятельном слое территорий с многолетней мерзлотой. Одним из слабоизученных вопросов в оценке роли источника тепла и влаги в районах распространения многолетнемерзлых пород является влияние конденсации водяных паров на тепловой режим грунтов деятельного слоя. Проблемами конденсации внутрипочвенной воды занимались многие ученые, проведены всевозможные экспериментальные и натурные исследования, в результате которых появились разные гипотезы. Некоторые исследователи установили, что процесс конденсации протекает очень интенсивно, а другие, наоборот, предполагают, что указанными процессами в практических расчетах можно пренебрегать.

В данной работе для повышения достоверности численного прогноза рассматривается математическая модель тепловлагопереноса с учетом внутрипочвенной конденсации в многолетней мерзлоте.

Верификация параметров конденсации. Под внутрипочвенной конденсацией в научной литературе понимается процесс переноса пара внутри почвы, совершаемый благодаря наличию в ней температурного перепада, в частности градиента упругости пара внутри вещества. Для измерения конденсации основным методом является определение изменений влагосодержания внутри данного объема почвы. Однако запас влаги изменяется в последнем одновременно по целому ряду причин и в различной форме (как в капельно-жидком, так и в парообразном виде). Экспериментально измеряя суммарное изменение влаги, очень сложно отделить ту ее часть, которая связана с конденсацией паров. Предлагается множество методов для измерения количества выпадения конденсата. Еще более сложной задачей является теоретическое описание этого процесса.

В научной литературе практически не существует математического описания теории образования конденсата. В теории теплообмена приводится описание только при пленочной конденсации на поверхности, а капельной конденсации – отсутствует. Исходя из несовершенства теоретических разработок теплообмена при капельной конденсации и отсутствия существовании математического описания образования конденсата в пористых средах, мы предлагаем иной подход. Зная, что процесс конденсации – обратный процесс испарения и что тепло, расходуемое на эти процессы, одинаково, мы предполагаем, что в равновесном состоянии в первом приближении для сохранения баланса интенсивность испарения эквивалентна интенсивности выпадения конденсата.

Из последних работ по исследованию характера и механизма испарения влаги из грунтов надо отметить работу В. А. Королева и Л. Б. Блудушкиной [1], в которой экспериментально выявлена линейная зависимость интенсивности испарения от среднего влагосодержания в различных типах грунтов.

В реальных условиях процесс конденсации, помимо влагосодержания, также зависит от температуры и потенциала влаги. Зависимость конденсации водяных паров от температуры и давлении в грунтах достаточно хорошо изучена.

Функциональную зависимость количества образующегося конденсата W_k от влажности и температуры грунта в связи со сказанным выше можно описать следующим образом:

$$W_k = W_k(T, W_в) = \begin{cases} (W_в - W_c) W_{RH}(T / T_{\max}), & T > 0, \\ 0, & T \le 0, \end{cases} \quad (1)$$

где $W_в$, W_c – свободная и связанная влажность грунта; W_{RH} – эмпирический параметр; $T_{\max}$ – максимальная температура грунта.

Математическая модель конденсации. В численном моделировании процессов тепловлагопереноса в мерзлых грунтах широкое применение получили модели в спектре температур. Уравнение энергии в спектре температур имеет вид [2]

$$c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \tau}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) - c_в V \frac{\partial T}{\partial x} + L \frac{\partial W_л}{\partial \tau} + D I_k, \quad (2)$$

передвижение грунтовой влаги, используя миграционную модель, можно записать в виде

$$\frac{\partial W_в}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(k \frac{\partial W_в}{\partial x} \right) - \frac{\partial W_л}{\partial \tau} + I_k \quad (3)$$

или, применяя уравнение Richards в насыщенных-ненасыщенных грунтах:

$$\frac{\partial \theta_в}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(k_ф \frac{\partial h}{\partial x} \right) - \frac{\partial \theta_л}{\partial \tau} + I_k . \quad (4)$$

Система уравнений (2)–(4) замыкается равновесной функцией количества незамерзшей воды:

$$W_в = W_в(T) = W_{нв}(T, W) . \quad (5)$$

где c, $c_в$ – объемная теплоемкость грунта и воды, Дж/(м^3·К); T – температура, K; τ – время, с; x – пространственная координата (глубина), м; λ – теплопроводность грунта, Вт/(м·К); L – объемная теплота фазового перехода воды, Дж/м^3; $W = W_л + W_в$ – суммарная весовая влажность, содержание весового льда $W_л$ и воды $W_в$; D – объемная теплота фазового перехода пара, Дж/м^3; $I_k = \partial W_k / \partial \tau$; V – скорость фильтрации, м/с; k – коэффициент диффузии, м^2/с; $\theta = \theta_л + \theta_в$ – суммарная объемная влажность, содержание объемного льда $\theta_л$ и воды $\theta_в$; $k_ф$ – коэффициент фильтрации, м/с; $h = P - z$ – напор, м; P – всасывающее давление влаги, м;

Уравнение (3) описывает диффузионный процесс переноса поровой влаги в ненасыщенных грунтах, а уравнение Richards (4) – фильтрационный процесс влаги в насыщенных–ненасыщенных грунтах.

Алгоритм решения. Система уравнений (2)−(3) нелинейная и численная реализация осуществляется неявной разностной схемой, уравнение влагопереноса (4) аппроксимируется тоже неявной разностной схемой, в левой части которого применяется метод Ньютона (или метод для локализации кривой водоудерживания $\mu_1 = \partial P / \partial W$). Численная реализация неявных разностных схем осуществляется методом прогонки с использованием равновесной функции количества незамерзшей воды и итерации.

Проверка достоверности модели. Численный эксперимент реализован применительно к природно-климатическим условиям Центральной Якутии на участке с разнотравной луговой растительностью. Разрез грунтов неоднородный: с поверхности до 15 см залегает почвенно-

растительный слой, с 15 до 50 см – супесчаные породы с низким коэффициентом фильтрации и ниже до 10 м – мелко- и среднезернистые пески. В эксперименте учитывались процессы тепловлагопереноса атмосферными осадками, испарение с поверхности и внутрипочвенная конденсация.

Теплофизические и массообменные характеристики заданы для различных типов грунтов по данным теплобалансового стационара Туймаада с функциональной зависимостью от температуры, суммарной влажности и льдистости.

Анализ динамики глубины протаивания тепловлажностной модели в сравнении с натурными замерами с учетом и без внутригрунтовой конденсации приведен на рис. 1. Результаты моделей отличаются по описанию хода глубины протаивания. Тепловлажностная модель без учета процесса внутрипочвенной конденсации довольно ясно отображает ход протаивания до максимума (конец сентября). Однако обратный процесс промерзания оно описывает довольно грубо, на месяц раньше смыкая деятельный слой. И напротив, модель с учетом процесса внутрипочвенной конденсации более адекватно отражает процесс промерзания зоны «запирания». Практически совпадает с натурными данными, весьма реально описывая процесс протаивания и промерзания деятельного слоя. Усовершенствованная модель рассчитывает усредненные данные, поэтому ход глубины протаивания сглаженный, но все же траектории протаивания и промерзания по глубине и по времени совпадают.

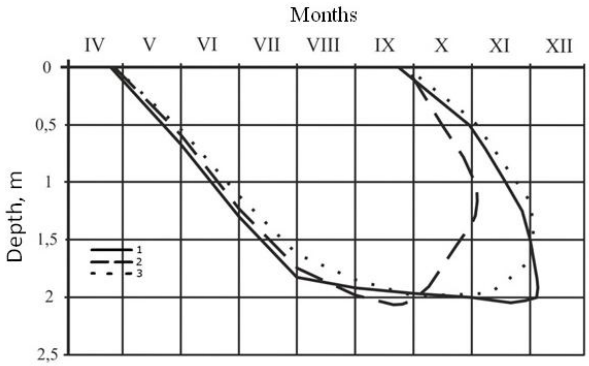
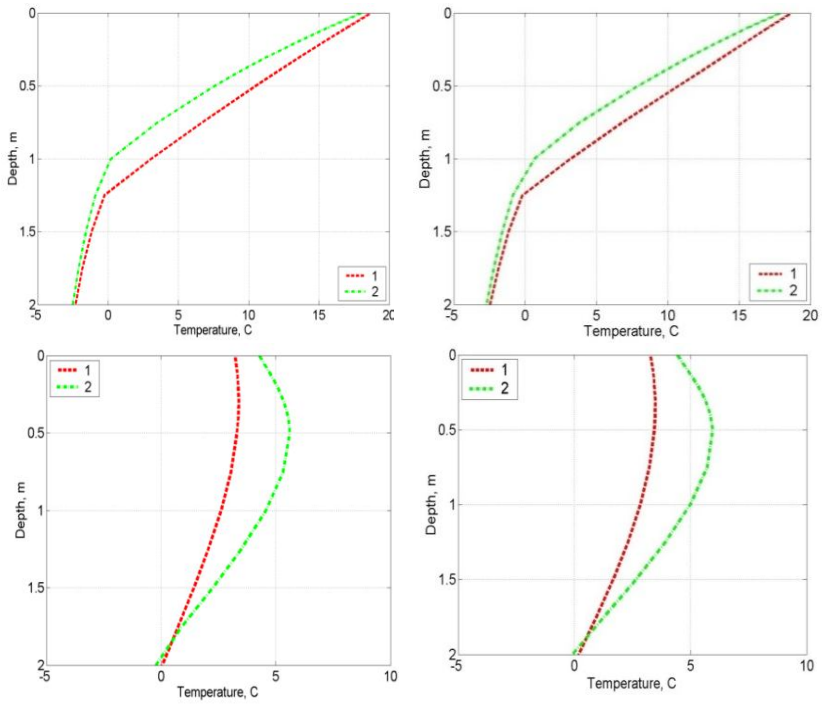


Рис. 1. Глубина протаивания: 1 – натурные данные; 2 и 3 – тепловлажностная модель соответственно без и с учетом процесса внутрипочвенной конденсации

Численное моделирование внутрипочвенной конденсации. Чтобы оценить влияние внутрипочвенной конденсации на тепловлажностный режим грунтов, сравним результаты расчетов динамики температурного и влажностного режимов грунтов по времени (конец июня и сентября) с учетом и без учета внутрипочвенной конденсации (рис. 2). Результаты показывают следующее: распределения температур, полученные без и с учетом конденсации, довольно сильно отличаются. В первой половине теплого периода года учет внутрипочвенной конденсации дает отрицательное влияние, наблюдается охлаждение грунтов до 2 градусов, а во второй половине лета наблюдается отепляющее влияние до 2,5 градусов по сравнению с расчетом без учета конденсации. Этот процесс более подробно описан в экспериментальной работе [1].

Выводы

Разработана математическая модель тепловлагопереноса с учетом конденсации и испарения внутрипочвенной влаги при сезонном протаивании многолетней мерзлоты. Осуществлена верификация параметров влагообмена при конденсации, используя экспериментальные данные термодинамических процессов. Показано адекватность предложенной модели с помощью сравнения динамики процессов сезонного протаивания-промерзания многолетнемерзлых грунтов.



а *б*

Рис. 2. Динамика температуры грунтов по глубине (конец июня (верхний ряд) и сентября (нижний)) по влажностной (*а*) и потенциальной форме (*б*): 1 – без учета конденсации, 2 – с учетом конденсации

В результате численного эксперимента в условиях Центральной Якутии установлено, что при протекании процесса конденсации внутрипочвенной влаги суммарное влагосодержание почвы увеличивается. В весенне-летний период идет интенсивный процесс испарения внутрипочвенной влаги и происходит понижение температуры, а в летне-осенний период с увеличением интенсивности образования конденсата водяного пара наблюдается повышение теплосодержания грунта. В конце летнего сезона (конец сентября и начало октября) происходит «запирание» влажного талого слоя. Таким образом, математическая модель с учетом процесса внутрипочвенной конденсации более адекватно отражает процесс промерзания зоны «запирания».

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проекты 18-41-140008 р_а, 18-55-53041 ГФЕН_а.

Литература

1. Королев В. А., Блудушкина Л. Б. Взаимосвязь потенциала влаги в грунтах с параметрами испарения из них воды // Инженерная геология. 2015. № 3. С. 22–33.

2. Пермяков П. П., Аммосов А. П. Математическое моделирование техногенного загрязнения в криолитозоне. Новосибирск: Наука, 2003. – 224 с.

УДК 536.46

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ С КОНВЕКЦИЕЙ МАРАНГОНИ

В. Г. Прокофьев[1,2], О. В. Лапшин[2]

[1]Томский государственный университет, г. Томск, Россия
[2]Томский научный центр СО РАН, г. Томск, Россия

Горение безгазовых порошковых смесей зачастую сопровождается плавлением и конвективным течением одного или нескольких компонентов гетерогенной системы в матрице тугоплавких компонентов и продуктов реакции. Капиллярное течение расплава обусловлено действием сил поверхностного натяжения в пористой реагирующей среде. Впервые экспериментальное исследование капиллярного течения жидкого металла и его влияние на горение безгазовых систем рассмотрено в [1] на примере порошковой смеси титана с углеродом. Влияние дисперсности реагентов на переход режима горения от диффузионного к капиллярному рассмотрено в [2, 3]. В [4] для порошковых систем Ti + Si и Ti + Fe получены «аномальные» зависимости скорости горения от размера частиц титана, указывающие, что наряду с диффузионным и капиллярным массобменом имеет место конвективный механизм смешения компонентов системы. Экспериментальное исследование ряда порошковых смесей методами скоростной видеосъемки и динамической пирометрии в [5] показало «аномальное» увеличение скорости горения с ростом размера частиц алюминия в диапазоне $(80–500)\cdot10^6$ м. Авторы связали этот эффект с капиллярной конвекцией Марангони. Аналитическое и численное исследование влияния термокапиллярной конвекции на теплопередачу в волне безгазового горения с плавящимся реагентом для безынерционного течения жидкой фазы рассмотрено в [6]. Анализ экспериментальных работ указывает на существенный вклад термокапиллярной конвекции в теплопередачу и влияние этого процесса на характеристики горения. Механизм реализации термокапиллярной конвекции – эффекта Марангони – представляется следующим образом. Плавление реагента и смачивание расплавом более тугоплавкого компонента смеси увеличивает скорость тепловыделения и повышает температуру во фронте горения. Одновременно увеличивается скорость термокапиллярного течения и конвективный теплоперенос. Масштаб конвективного теплопереноса тем больше, чем больше разница между температурами горения и плавления. В случае близости этих величин конвективный теплоперенос мал. Размер частиц легкоплавкого компонента определяет объем жидкой фазы в реакционной ячейке и скорость капиллярного растекания в матрице частиц тугоплавкого компонента. Результаты трехмерного моделирования влияния термокапиллярного течения расплава на спиновые режимы горения бегазовых систем представлены в [7, 8].

В настоящей работе рассматривается модель горения бинарной смеси, один из компонентов которой легкоплавкий металл. В рамках механики многофазных сред исходная смесь представляется тремя взаимопроникающими континуумами – тугоплавким реагентом A, легкоплавким реагентом B и порами. Согласно представлениям о взаимопроникающих континуумах каждая из фаз занимает весь объем и в любой точке среды определены скорость, плотность, температура и другие фазовые характеристики. Простейшая схема реакции синтеза имеет вид

$$\mathrm{st}_1\mathrm{A(solid)} + \mathrm{st}_2\mathrm{B(solid, liquid)} = \mathrm{P(solid)},$$

где st_1 и st_2 – стехиометрические коэффициенты, определяющие содержание компонентов A и B в продукте P. В этом случае массовая концентрация легкоплавкого компонента B в про-

дукте будет равна $\nu = st_1a_1/(st_1a_1 + st_2a_2)$, а массовая концентрация A в P – (1-ν). Здесь a_1, a_2 – атомные массы веществ A и B соответственно.

Распространение волны экзотермической реакции в пористой среде с учетом конвективного течения расплава металла описывается следующим уравнением теплопроводности

$$\rho(1-m_3)[c+m_2L\delta(T-T_L)]\frac{\partial T}{\partial t}+\mu_2\rho v_2[c+m_2L\delta(T-T_L)]\frac{\partial T}{\partial x}= \\ =\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda(m_3)\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\rho(1-m_{30})[Q+\nu Le(T-T_L)]J, \tag{1}$$

где t – время; T – температура; ρ, c – плотность и теплоемкость смеси; m_{30}, m_3 – исходная и текущая пористость образца; $\lambda = \lambda_0(1 - m_3)^n$ – зависимость, устанавливающая влияние пористости на кондуктивный перенос тепла, применяемая для расчета теплообмена в дисперсных средах; n – показатель степени; T_L, L – температура и теплота плавления; m_1, m_2 – относительные массы реагентов A и B, определенные в виде отношения их массы к массе исходной смеси; μ_2 – объемная доля компонента B; v_2 – скорость движения расплава; Q – тепловой эффект реакции синтеза; $\delta(T - T_L)$ – дельта-функция; $e(T - T_L)$ – единичная функция Хэвисайда; x – пространственная координата.

Рассматривается реакция второго порядка, соответственно, скорость химического превращения пропорциональна массовым концентрациям реагентов:

$$J = m_1m_2k_0\exp\left(-\frac{E}{RT}\right).$$

Плотности реагентов, смеси и продукта предполагаются равными и независящими от температуры. Тогда выражение для текущей пористости имеет вид

$$m_3 = 1-(1-m_{30})\left(m_1+m_2+\frac{m_{10}-m_1}{1-\nu}\right). \tag{2}$$

Уравнения сохранения массы неподвижного A и подвижного B компонентов смеси в точке x с учетом расхода компонентов в результате образования продукта (массовой скорости реакции) запишутся в виде

$$\frac{\partial m_1}{\partial t} = -(1-\nu)J\,, \tag{3}$$

$$\frac{\partial m_2}{\partial t}+\frac{\partial(v_2m_2)}{\partial x} = -\nu J\,. \tag{4}$$

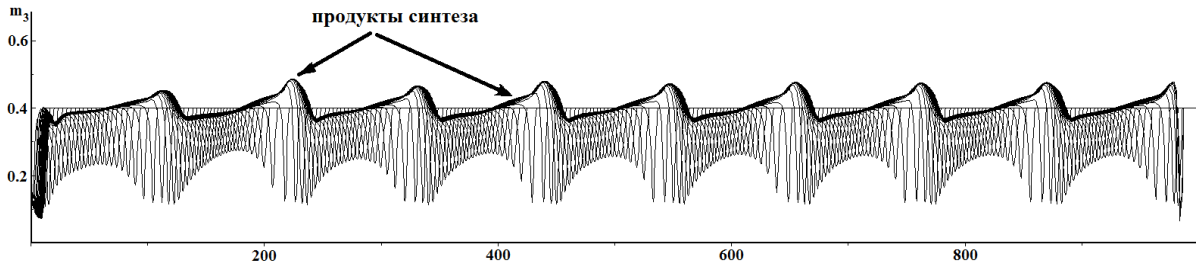
Уравнение движения расплава под действием термокапиллярных сил представим следующим образом [6]:

$$v_2 = \frac{d_c}{2\mu(T)}\frac{d\sigma}{dT}\frac{dT}{dx}\,.$$

Здесь d_c – радиус капилляра, σ – поверхностное натяжение, $\mu = \mu_0\exp(E_\mu/RT)$ – вязкость расплава, μ_0 – предэкспоненциальный множитель, E_μ – энергия активации вязкого течения расплава. Поверхностное натяжение согласно [9] оценим из соотношения $\sigma = \sigma_0 - K(T - T_0)$, где σ_0 – поверхностное натяжение при начальной температуре T_0, K – эмпирическая константа.

При записи скорости течения жидкой фазы v_2 использовано известное решение задачи о движении жидкости в цилиндрическом капилляре [9]. Массоперенос в цилиндрических капиллярных трубках радиуса d_c рассматривается при этом как простейшая модель реальной пористой среды. Скорость течения v_2 зависит от характерного диаметра канала (принимается равным характерному размеру частиц тугоплавкого компонента А), вязкости расплава и градиента температуры. Конвективный поток тепла кроме скорости течения зависит от объемной концентрации расплава μ_2 легкоплавкого компонента В. Таким образом, скорость течения непосредственно от пористости не зависит.

Уравнения (1), (3), (4) являются нелинейными: аррениусовская зависимость скорости реакции от температуры, конвективный перенос тепла с квадратичной зависимостью от градиента температуры – главная особенность термокапиллярного течения. Функции вязкости расплава и эффективной теплоемкости также нелинейно зависят от температуры. Направление течения расплава в одномерной постановке противоположно градиенту температуры. Для нестационарных режимов горения в момент «вспышки» профиль температуры имеет максимум. Поэтому возможно разнонаправленное течение расплава от точки максимума. Длина этого участка течения ограничена областью твердофазных продуктов горения для смеси компонентов стехиометрического состава. В случае избыточного содержания легкоплавкого компонента в волне горения зона течения расплава ограничена выполнением условия $\partial T/\partial x = 0$**.** Для стационарных режимов течение расплава всегда совпадает по направлению с распространением волны горения. Для нестационарных режимов возможно течение расплава в сторону продуктов реакции при наличии расплава на момент «вспышки». В этом случае формируется неоднородная структура продуктов синтеза (рисунок), где огибающая соответствует конечной пористости продуктов синтеза.



Распределение пористости в нестационарном режиме горения (избыток компонента В, $m_{30} = 0.4$)

Решение задачи (1)–(4) с соответствующими краевыми условиями, приведенной к безразмерному виду, получено конечно-разностным методом с использованием неявной схемы и аппроксимацией конвективного члена разностями против потока с постоянными шагами по координате и времени. Для решения разностного аналога уравнения (1) использовался метод прогонки в комбинации с итерационным процессом. При численном решении уравнения (1) применялась процедура сглаживания дельта-функции. Выбор шагов интегрирования по пространству и времени обеспечивал устойчивость численных расчетов для выбранного диапазона значений параметров задачи. Верификация результатов численного решения включала в себя тестирование выбранного метода на решении классической задачи безгазового горения и проверку на сеточную сходимость. Скорость горения в численных расчетах определяли по перемещению точек фронта горения с температурой, равной температуре плавления T_L, со вторым порядком аппроксимации.

Основной целью решения задачи являлся расчет скорости горения бинарной смеси А + В, как основной интегральной характеристики высокотемпературного синтеза. Графики зависимости скорости горения от коэффициента избытка α плавящегося компонента В имеют немонотонный вид. Однако максимум скорости горения смещается в сторону смесей с избытком В, как результат влияния термокапиллярной конвекции. Скорость горения стехио-

метрической смеси ($\alpha = 1$) меньше, чем для нестехиометрической смеси с избытком плавящегося компонента $\alpha \geq 1.1$. Эффект проявляется только при относительно высокой скорости термокапиллярного течения расплава. Тем не менее, рассчитываемая температура горения стехиометрической смеси оказывалась всегда выше температуры горения смеси нестехиометрического состава и практически не зависела от скорости конвективного течения. Подобные «аномальные» зависимости скорости горения от размера частиц алюминия и титана получены экспериментально для систем Ni + 31.5%Al и (FeO + 20%Al) + $m$$Al_2O_3$ в [5] и смеси Ti + 37%Si в [4]. Авторы объясняют рост скорости горения в 2-3 раза резким увеличением скорости массопереноса в реакционной волне.

Расчетные зависимости скорости горения от начальной пористости для смесей с избытком легкоплавкого компонента и для смеси стехиометрического состава имеют максимум. Заполнение расплавом пор приводит к локальному увеличению теплопроводности и увеличению градиента температуры в волне горения. Последнее приводит к росту скорости термокапиллярного течения. При избытке тугоплавкого компонента горение проходит преимущественно в кондуктивном режиме и скорость горения уменьшается с ростом начальной пористости. В экспериментах для рассматриваемых безгазовых систем вид зависимости скорости горения от относительной плотности шихты $1 - m_{30}$ определяется размером частиц легкоплавкого компонента. В [2] для системы Ti + 2B в зависимости от размера частиц титана получены убывающие, возрастающие и немонотонные зависимости скорости горения от исходной относительной плотности смеси. Так, для крупных частиц титана диаметром больше 1 мм скорость горения с увеличением пористости (уменьшением относительной плотности) монотонно возрастала, что авторы объяснили переходом в конвективный режим горения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания № 0721-2020-0036).

Литература

1. Шкиро В. М., Боровинская И. П. Капиллярное растекание жидкого металла при горении смесей титана с углеродом // ФГВ. 1976. Т. 12, № 6. С. 945–948.

2. Кирдяшкин А. И., Максимов Ю. М., Мержанов А. Г. О влиянии капиллярного растекания на процесс горения безгазовых систем // ФГВ. 1981. Т. 17, № 6. С. 10–15.

3. Кирдяшкин А. И., Лепакова О. К., Максимов Ю. М., Пак А. Т. Структурные превращения компонентов порошковой смеси в волне безгазового горения // ФГВ. 1989. Т. 25, № 6. С. 67–72.

4. Максимов Ю. М., Кирдяшкин А. И., Зиатдинов М. Х., Китлер В. Д. О межфазной конвекции при контактном взаимодействии металлов в неизотермических условиях // ФГВ. 2000. Т. 36, № 4. С. 52–59.

5. Кирдяшкин А. И., Китлер В. Д., Саламатов В. Г., Юсупов Р. А., Максимов Ю. М. Капиллярные гидродинамические явления в волне безгазового горения // ФГВ. 2007. Т. 43, № 6. С. 31–39.

6. Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Термокапиллярная конвекция в волне безгазового горения // ФГВ. 2019. Т. 55, № 1. С. 100–108.

7. Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Влияние плавления инертного компонента и растекания расплава на нестационарные режимы горения безгазовых систем // ФГВ. 2018. Т. 54, № 1. С. 27–32.

8. Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Режимы горения безгазовых систем с плавящимся компонентом в области сильной неустойчивости // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 3. С. 706–710.

9. Попель С. И. Поверхностные явления в расплавах. М.: Металлургия, 1994. – 432 с.

УДК 536.2:551.345:622.2

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА РАСТЕПЛЕНИЯ МНОГОЛЕТНЕМЕРЗЛЫХ ПОРОД ПРИ БУРЕНИИ СКВАЖИН

М. И. Пряжников[1,2], А. В. Минаков[1,2], В. А. Жигарев[1], Д. В. Гузей[1,2]

[1]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Разработка буровых растворов для бурения многолетнемерзлых пород (ММП) ведется достаточно давно и в России, и за рубежом. В этом направлении известно большое количество работ [1–5]. В частности, хорошо известна ингибирующая способность растворов с добавками различных гликолей [3, 4]. Так, буровые растворы на основе этиленгликоля использовались для ликвидации осложнений при бурении в антарктических ледниках [5]. Растворы на основе полиэтиленгликоля и пропиленгликоля использовались для ингибирования глинистых сланцев и предотвращения образования газогидратов в стволе скважины [6, 7]. Проведение экспериментов, связанных с определением границ и времени растепления ММП, а также с подбором буровых растворов, является весьма затратным как по времени, так и экономически. В решении задач растепления породы может выступать такой инструмент, как численное моделирование.

Расчетному исследованию процесса растепления пород вокруг скважин посвящено достаточно большое количество работ. При этом большинство этих расчетных исследований посвящено процессу растепления скважин уже на этапе их эксплуатации [8–10]. Как правило, в этих работах используются математические модели, основанные на решении уравнения теплопроводности с учетом фазового перехода, в которых в качестве граничных условий на стенках скважины задается температура жидкости. С учетом того, что прогноз динамики зоны растепеления мерзлоты вокруг скважины в процессе эксплуатации делаются на десятки лет, такой подход в данном случае является вполне оправданным.

Теоретических исследований процессов теплообмена при бурении скважин, в том числе и в условиях мерзлоты, известно гораздо меньше [11–16]. Здесь, прежде всего, стоит отметить систематические работы Ленинградского горного института [11–13]. Были разработаны различные аналитические и расчетные модели тепловых процессов в скважинах при бурении. Однако эти модели содержат ряд серьезных допущений. Рассматривались только осредненные по сечению скважины характеристики. Формой профиля скорости и температуры в бурильной трубе и кольцевом канале пренебрегается. Из-за этого на стенках скважины и бурильных труб приходится задавать значения коэффициентов теплоотдачи, которые для буровых растворов со сложной реологией в общем случае неизвестны и существенно меняются в зависимости от режимов течения и свойств бурового раствора. Кроме того, считалось, что изменением физических и теплофизических характеристик бурового раствора по глубине скважины можно пренебречь. В то время как в реальности вязкие и реологические характеристики бурового раствора сильно зависят от температуры. Не учитывается зависимость свойств бурового раствора от температуры. Предполагается, что теплота в окружающей скважину горной породе распространяется только в радиальном направлении. Как правило, не учитывается распределение теплофизических свойств мерзлой породы по глубине залегания и так далее. Таким образом, известные ранее подходы моделирования теплогидравлических процессов в скважинах не могут учесть реальные свойства и режимы течения циркулирующего в скважине раствора.

Нами разработана методика расчета сопряженного теплообмена скважины и окружающей горной породы с учетом фазовых переходов, циркуляции бурового раствора и фактиче-

ского количества тепла, поступившего в скважину в процессе ее бурения и учетом теплофизических и реологических характеристик бурового раствора. Для разработки методики расчета использовались методы вычислительной гидродинамики (CFD), основанные на численном решении пространственных и нестационарных уравнений Навье–Стокса (в случае турбулентных течений – Рейнольдса), дополненных уравнениями закона сохранения энергии применительно к сложной реологии реальных буровых растворов. Разработанная методика легко адаптируется к сложной пространственной геометрии реальных скважин, учитывает условия процесса бурения (режим течения, расход и температуру бурового раствора, скорость вращения бурильной трубы, наличие эксцентриситета и др.), геологические условия горных пород (теплофизические свойства, геокриологические характеристики ММП), фактические свойства бурового раствора (плотность, реологию, теплопроводность, теплоемкость, калорические характеристики). Эти обстоятельства существенно отличают данную методику от разработанных ранее аналитических и расчетных моделей, которые содержали ряд серьезных допущений.

Разработанная методика расчета теплогидравлических процессов при бурении скважин в условиях ММП лишена этих недостатков. Свойства буровых растворов задаются из экспериментальных данных, полученных в лабораторных исследованиях. В качестве реологического закона течения в скважине, как наиболее общая, используется модель Гершеля–Балкли, описывающая в широком диапазоне параметров реологическое поведение большинства буровых растворов.

При растеплении вечномерзлых грунтов происходит процесс плавления. Для моделирования этого процесса использована так называемая «формулировка эффективной пористой среды». В этом подходе граница расплава не отслеживается в явном виде. Вместо этого вводится величина, называемая объемной долей жидкой фазы (расплава), которая указывает на долю объема ячеек, находящихся в жидком состоянии. Объемная доля жидкой фазы вычисляется на каждом временном шаге на основе баланса энтальпии. При этом при решении уравнения на энтальпию для учета теплоты фазового перехода используется задание эффективной теплоемкости среды. Модель предполагает возможность наличия переходной зоны между жидким и твердым состоянием. В двухфазной зоне, которая располагается между температурами солидуса и ликвидуса объемная доля жидкой фазы имеет значение от 0 до 1. Она моделируется как «псевдо» пористая среда, в которой пористость уменьшается от 1 до 0. Когда материал полностью затвердевает в ячейке, пористость становится равной нулю и, следовательно, скорость также падает до нуля. Двухфазная зона жидкость–твердое тело рассматривается как зона с пористостью, равной объемной доли жидкой фракции. Соответствующие источники стока (притока) энергии и импульса добавляются к уравнениям сохранения энергии и сохранения импульса.

Разностный аналог конвективно-диффузионных уравнений находится с помощью метода конечного объема для неструктурированных сеток. В этом случае полученная схема автоматически оказывается консервативной. Суть метода заключается в разбиении расчетной области на контрольные объемы и интегрировании исходных уравнений сохранения по каждому контрольному объему для получения конечно-разностных соотношений. Аппроксимация конвективных членов уравнений переноса осуществляется соответственно с помощью противопоточной схемы второго порядка QUICK. Диффузионные потоки и источниковые члены аппроксимируются конечно-объемными аналогами центрально-разностных соотношений со вторым порядком точности. Связь между полями скорости и давления, обеспечивающая выполнение уравнения неразрывности, реализуется при помощи SIMPLEC процедуры на совмещенных сетках. Для устранения осцилляций поля давления используется подход Рхи-Чоу, заключающийся во введение монотонизатора в уравнения для поправки давления. Полученные в результате дискретизации исходной системы дифференциальных уравнений

разностные уравнения решаются итерационным способом с применением алгебраического многосеточного решателя.

Проведено детальное тестирование разработанной методики расчета гидравлики и сопряженного теплообмена скважины и окружающей горной породы. Выполнены тестовые расчеты ламинарного и турбулентного установившегося течения неньютоновких жидкостей в кольцевых каналах. Анализ сопоставления расчетных данных с известными экспериментальными [17] показал, что расчет в различных режимах течения хорошо описывает экспериментальные данные по профилю скорости в модельных скважинах.

Для тестирования модели фазового перехода была рассмотрена задача о плавлении н-эйкозана [18] в цилиндрической области с подогреваемыми боковыми стенками. В результате тестирования рассмотрено несколько различных режимов плавления, отличающихся значениями чисел Рэлея и Стефана. Результаты моделирования сопоставлены с экспериментом по форме границы зоны плавления в различные моменты времени, по объему расплава в зависимости от времени и по динамике температуры в процессе плавления в нескольких точках расчетной области. В результате тестирования было получено хорошее согласие с экспериментом по рассматриваемым параметрам (рис. 1).

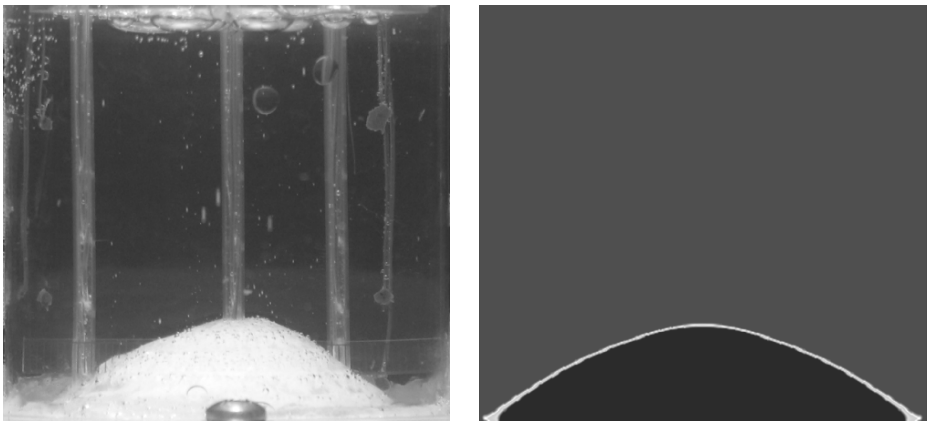


Рис. 1. Сопоставление экспериментального (слева) и расчетного фронта плавления н-эйкозана в момент времени 3600 с для числа Ste = 0.0325

Для тестирования модели растепления ММП была рассмотрена задача прогрева и обратного промерзания вертикальной нефтяной скважины на месторождении Прадхо-Бэй на Аляске. В семидесятых годах прошлого века на этом месторождении были проведены разнообразные исследовательские работы по изучению теплового влияния нефтяных скважин на ММП. Было получено большое количество разнородной информации [19]. В результате моделирования получены следующие выводы. Анализ границы зоны растепеления ММП в процессе циркуляции нефти (рис. 2) показал, что за 12 месяцев расчетный радиус растепления, осреднённый по длине скважины, составил 3.15 м, при этом отличается от экспериментального на 4%.

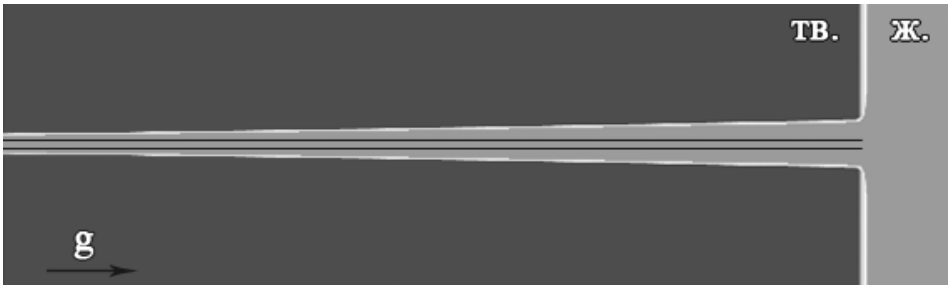


Рис. 2. Объемная доля жидкой фазы в конце этапа циркуляции нефти (расчёт)

В процессе циркуляции горячей нефти было получено хорошее согласие расчета и эксперимента по значению установившейся со временем температуры нефти на выходе из скважины. Расчеты процесса остывания скважины после окончания циркуляции показали, что расчет также хорошо воспроизводит динамику изменения температуры на стенках скважины.

Разработана и протестирована методика расчета сопряженного теплообмена скважины и окружающей горной породы с учетом многих факторов (фазовых переходов, циркуляции, теплофизических, реологических свойств бурового раствора, фактического количества тепла, поступившего в скважину в процессе ее бурения).

Литература

1. Кудряшев Б. Б., Яковлев А. М. Бурение скважин в мерзлых породах. М.: Недра, 1983. – 282 с.

2. Медведовский Р. И. Строительство и эксплуатация скважин на нефть и газ в вечномерзлых породах. М.: Недра, 1983. – 230 с.

3. Tunç S., Duman O. The effect of different molecular weight of poly(ethylene glycol) on the electrokinetic and rheological properties of Na-bentonite suspensions // Colloids Surf. A. 2008. Vol. 317. P. 93–99.

4. De Souza C. E. C., Nascimento R. S. V. Hydrophobically modified poly(ethylene glycol) as reactive clays inhibitor additive in water-based drilling fluids // J. Appl. Polymer Sci. 2010. Vol. 117. No. 2. P. 857–864.

5. Васильев Н. И., Талалай П. Г., Зубков В. М., Красилев А. В., Зубков М. В. Ликвидация осложнений и аварий при бурении глубоких скважин в ледниках // Записки Горного института. 2008. Т. 178. С. 181–187.

6. Николаев Н. И., Тяньлэ Л. Современные технологии бурения и крепления скважин при разведке газовых гидратов // Записки Горного института. 2016. Т. 218. С. 208–213.

7. Николаев Н. И., Тяньлэ Л., Вафин Р. М. Исследование ингибирующей способности полигликолевого бурового раствора с кинетическим ингибитором при разведке газовых гидратов // Инженер-нефтяник. 2011. № 3. С. 28–32.

8. Зверев Г. В., Тарасов А. Ю. Расчет и анализ воздействия многолетнемерзлых пород на крепление скважины № 338 Ванкорского месторождения в период эксплуатации // Вестн. ПНИПУ. Геология. Нефтегазовое и горное дело. 2013. № 8. С. 41–51.

9. Половников В. Ю., Цыганкова Ю. С. Радиус растепления многолетнемерзлых пород при эксплуатации нефтяных скважин в Восточной Сибири // Строительство нефтяных и газовых скважин на суше и на море. 2014. № 1. С. 38–43.

10. Искандаров Н. Х., Агзамов Ф. А. Расчетный алгоритм теплового взаимодействия нефтяной скважины с многолетнемерзлыми породами // Нефтяная провинция. 2016. Т. 1, № 5. С. 20–32.

11. Кудряшов Б. Б., Чистяков В. К., Литвиненко В. С. Бурение скважин в условиях изменения агрегатного состояния горных пород. Л.: Недра, 1991. – 295 с.

12. Чистяков В. К., Чигунов В. А. Математическое моделирование процессов тепломассопереноса при бурении скважин. Л., ЛГИ, 1988. – 108 с.

13. Кудряшов Б. Б. Анализ, расчет и вопросы регулирования температурного режима бурящейся скважины // Зап. ЛГИ. 1969. Т. 57, вып. 2. С. 70–79.

14. Есьман Б. И. Термогидравлика при бурении скважин. М.: Недра, 1982. – 247 с.

15. Мирзаджанзаде А. Х., Ширинзаде С. А. Повышение эффективности и качества бурения глубоких скважин. М.: Недра, 1986. – 278 с.

16. Порхаев Г. В., Щелоков В. К. Прогнозирование температурного режима вечномерзлых грунтов на застраиваемых территориях. Л.: Стройиздат, 1980. – 112 с.

17. Escudier M. P., Oliveira P. J., Pinho F. T., Smith S. Fully developed laminar flow of non-Newtonian liquids through annuli: comparison of numerical calculations with experiments // Exp. Fluids. 2002. Vol. 33. P. 101–111.

18. Jones B. J., Sun D., Krishnan S., Garimella S. V. Experimental and numerical study of melting in a cylinder // Int. J. Heat Mass Transfer. 2006. Vol. 49. P. 2724–2738.

19. Davies B. E., Boorman R. D. Field investigation of effect of thawing permafrost around wellbores at Prudhoe Bay // Fall Meeting of the Society of Petroleum Engineers of AIME. 30 September – 3 October 1973. Proceedings. Nevada, Las Vegas, 1973. SPE-4591-MS.

УДК 536.46+532.54

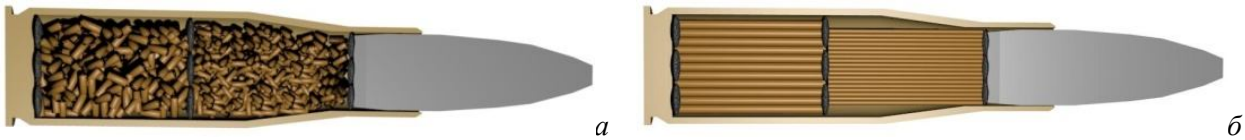
ВЛИЯНИЕ УЧЕТА ПОСТЕПЕННОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ, НЕСТАЦИОНАРНОГО И ЭРОЗИОННОГО ГОРЕНИЯ ПОРОХА НА РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ВНУТРИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

И. Г. Русяк, А. М. Липанов

Ижевский государственный технический университет имени М. Т. Калашникова, г. Ижевск, Россия

В работе [1] представлены результаты исследований сопряженного тепломассообмена при воспламенении и нестационарном эрозионном горении артиллерийских порохов. Построена математическая модель воспламенения нестационарного и эрозионного горения пороха, учитывающая взаимодействие зоны горения с внешним потоком в условиях, характерных для артиллерийского выстрела. Сформулирована методика нестационарной эрозионной скорости горения порохов в рамках подхода Ж. Ленуара – Дж. Робийяра – Г. К. Каракозова.

В данной работе проведен анализ влияния этих факторов на расчетные характеристики выстрела для схем заряжания, представленных на рис. 1.



а *б*

Рис. 1. Примеры схем заряжания с торцевыми воспламенителями: *а* – заряд зерненого пороха; *б* – заряд трубчатого пороха

Математическая модель выстрела в одномерной постановке при допущениях и обозначениях, принятых в [2], имеет вид

$$\frac{\partial \rho_i mS}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i mSv}{\partial x} = SA_i, \quad \left(i = \overline{1,5}\right), \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho mSv}{\partial t} + \frac{\partial \rho mSv^2}{\partial x} = -mS\frac{\partial p}{\partial x} - S\left(\tau_{w1} + \tau_{w2}\right) + S\left(G_1 + G_2 + \sum_{j=1}^{3} G_{\text{в}j}\right)w - S\left(G_{51} + G_{52}\right)v - \Pi_{\text{с}}\tau_{\text{с}},$$

$$\frac{\partial \rho mS\varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho mS\varepsilon v}{\partial x} = -p\frac{\partial\left[mSv + \left(1-m\right)Sw\right]}{\partial x} + S\left(\tau_{w1} + \tau_{w2}\right)\left(v - w\right) + SG_1\left[Q_1 + \frac{\left(v-w\right)^2}{2}\right] +$$

$$+SG_2\left[Q_2+\frac{(v-w)^2}{2}\right]+S\sum_{j=1}^{3}G_{вj}\left[Q_{вj}+\frac{(v-w)^2}{2}\right]-S\left(q_{T1}+q_{T2}\right)+\Pi_c\tau_c v-\Pi_c q_c\,,$$

$$p\left(1-\alpha\rho_г\right)=\theta\rho\varepsilon\,,$$

где

$$A_i=\left(G_1;\,G_2;\,0;\,\sum_{j=1}^{3}\xi_0 G_{вj};\,\sum_{j=1}^{3}\left(1-\xi_0\right)G_{вj}-G_{51}-G_{52}\right)^T,\quad G_в=\frac{\omega_в}{S\Delta x_в}A_0 f(\psi_в)p^{\nu_в}.$$

Начальные условия: при $t=0,\ 0\le x\le L_{км}$

$$v=0,\ \ p=98100\ \text{Па},\ \ T=T_н,\ \ \psi_1=\psi_2=0\,,\rho_1=\rho_2=\rho_4=\rho_5=0,\ \ \rho_3=\frac{p}{R_3T_н},\ \ \psi_{вj}=0\,. \qquad (2)$$

Для области течения, занятой зерненым порохом, имеем

$$\frac{\partial a_i S}{\partial t}+\frac{\partial a_i Sw}{\partial x}=0\,, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial\delta_i(1-m)Sw}{\partial t}+\frac{\partial\delta_i(1-m)Sw^2}{\partial x}=-(1-m)S\frac{\partial p}{\partial x}+S\tau_{wi}-SG_i w\,.$$

Для области течения, занятой трубчатым порохом, имеем

$$n_i=\text{const}, \qquad (4)$$

$$(1-\overline{\psi}_i)\omega_i\frac{dw}{dt}=\left[(1-m)S\right]_0 p_0-p_{L_i}\left[(1-m)S\right]_{L_i}p_{L_i}+\int_0^{L_{0i}}\left[p\frac{\partial(1-m)S}{\partial x}+S\tau_{wi}\right]dx.$$

Уравнение горения пороховых элементов:

$$\frac{\partial\psi_i}{\partial t}+w\frac{\partial\psi_i}{\partial x}=\frac{S_{0i}}{\Lambda_{0i}}\sigma_i(\psi_i)u_{ki}=\frac{\kappa_{pi}}{e_{1i}}\sigma_i(\psi_i)u_{ki},\ \ i=1,2\,. \qquad (5)$$

Уравнение горения воспламенителей:

$$\frac{\partial\psi_{вj}}{\partial t}+w\frac{\partial\psi_{вj}}{\partial x}=\frac{d\psi_{вj}}{dt}=A_{0j}f\left(\psi_{вj}\right)p^{\nu_{вj}},\ \ j=\overline{1,3}\,. \qquad (6)$$

Граничные условия: при $x=0,\ t\ge0$

$$v=0\,,\ \ w=0\,; \qquad (7)$$

при $x=x_{сн},\ \ t\ge0$

$$q\frac{dv_{сн}}{dt}=S_{сн}\left(p_{сн}-p_{пр}\right)-F\,. \qquad (8)$$

Система уравнений (1)–(8) описывает лишь газодинамическую часть математической модели внутренней баллистики, которая в расширенном варианте включает в себя математические модели воспламенения и последующего нестационарного и эрозионного горения пороховых элементов в условиях выстрела. Численные методы и алгоритмы решения соответствующих сопряженных задачи приведены в [1, 2].

Здесь необходимо подчеркнуть, что тепловая задача, рассмотренная в [1], справедлива в системе координат, связанной с пороховым элементом, и описывает состояние *k*-фазы вдоль траектории его движения (рис. 2). На практике решается семейство задач вдоль линий

$$dx_l / dt = w_l, \tag{9}$$

где l – порядковый номер ячейки, содержащей в начальный момент пороховые элементы ($l = \overline{1, K}$), K – число ячеек сетки, приходящихся на область заряда в исходном положении. Параметры газовой фазы, необходимые для решения задачи горения, также определяются на линиях (9). Параллельно на каждом временном слое происходит интерполяция значений скорости горения в ячейки стационарной эйлеровой сетки, содержащие твердую фазу. Полученные таким образом значения скорости горения используются при решении уравнений двухфазного гетерогенного потока (1)–(8).

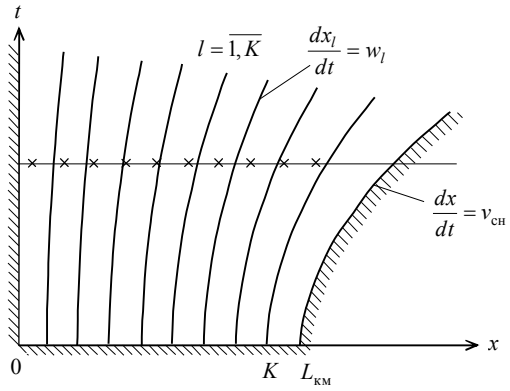


Рис. 2. К методике совместного решения уравнений теории горения и механики гетерогенных сред

В качестве примера для анализа рассмотрим артиллерийскую систему калибра $d_{\text{кн}}$ = = 100 мм (ω/q = 1,55) с зарядом из трубчатого пороха и схемой заряжания, представленной на рис. 1, *б*. Масса воспламенителя штатной конструкции заряда равна: $\omega_{\text{в1}}$ = 50 г, $\omega_{\text{в2}}$ = 50 г, $\omega_{\text{в3}}$ = 0.

Моделирование процесса выстрела рассматривается с момента зажжения воспламенителя, в качестве которого используется дымный ружейный порох, расположенный у дна камеры, в средней части заряда и у дна снаряда (см. рис. 1). Процесс рассматривается с момента срабатывания капсюля-воспламенителя, который зажигает нижний воспламенитель. Зажжение остальных воспламенителей происходит за счет их прогрева в потоке продуктов горения. Температура поверхности частиц воспламенителя рассчитывается по методике [3]. За температуру воспламенения принималась температура вспышки, которая для дымного ружейного пороха, согласно [4], принималась равной $T_{\text{всп}}$ = 460 К.

В ходе вычислительного эксперимента было установлено, что в период прогрева и горения воспламенителя скорости движения продуктов горения вдоль заряда в данном случае составляют более 500 м/с. Это приводит к значительному увеличению теплообмена между продуктами горения и поверхностью пороха в период прогрева и сразу после воспламенения. Данный фактор совместно с нестационарным эффектом дает существенное увеличение скорости горения пороха в начальный период выстрела, что в ряде случаев может приводить к аномальным явлениям, связанными с ростом давления. Зависимости относительной нестационарной и эрозионной скорости горения от времени за весь период горения заряда при выстреле для середины нижней и середины верхней частей заряда даны на рис. 3. Расчеты показывают, что после полного воспламенения заряда и сгорания воспламенителя скорости газа резко падают, но затем опять начинают расти в связи с ростом скорости движения снаряда. После выгорания прогретого слоя, сформировавшегося на начальной стадии выстрела

нестационарность горения пороха вырождается и в дальнейшем отличия расчетной скорости горения от стационарного значения нормальной скорости горения u_{k0}^0 обуславливается лишь эрозионным эффектом, который определяется уровнем давления и относительной скоростью движения фаз. Интересно отметить, что за счет большего значения эрозионного эффекта верхняя часть заряда, несмотря на то, что она горит в области пониженного давления, сгорает быстрее; в последнюю очередь сгорают трубки, находящиеся в камере.

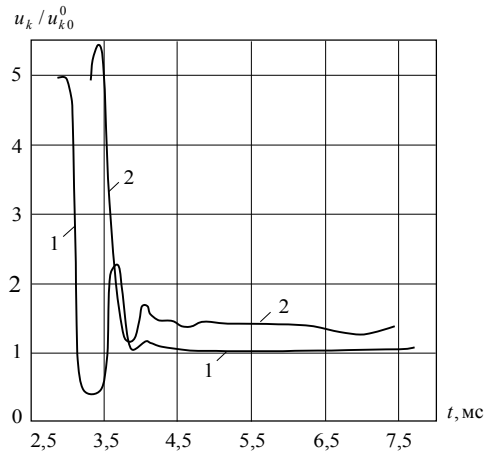


Рис. 3. Зависимость относительной нестационарной эрозионной скорости горения от времени: 1 – $x_н = 0{,}25L_{км}$; 2 – 0,75

Сравнительные расчетные данные, позволяющие оценить влияние различных факторов на выходные характеристики орудия представлены в таблице. Расчетные данные получены для штатного значения дульной скорости снаряда $v_д$ = 1575,0 м/с. Стационарное значение нормальной скорости горения принималось в виде $u_{k0}^0 = u_1 p$.

Влияние учета различных факторов на выходные характеристики артиллерийской системы

Условия расчета	$p_{кн}^м$, МПа $\tilde{\delta}(p_{кн}^м)$%	$p_{сн}^м$, МПа $\tilde{\delta}(p_{сн}^м)$%	$v_д$, м/с $\tilde{\delta}(v_д)$ %	$I_к = \frac{e_1}{u_1}$, МПа с $\tilde{\delta}(I_к)$ %
Постепенное воспламенение с учетом нестационарного и эрозионного горения	395,78 –	208,54 –	1575,0 –	1,23 –
Постепенное воспламенение с учетом эрозионного горения	387,44 –2,1	201,71 –3,3	1563,0 –0,76	1,23 –
Мгновенное воспламенение с учетом эрозионного горения	383,03 –3,2	201,74 –3,5	1558,0 –1,1	1,23 –
Мгновенное воспламенение без учета нестационарного и эрозионного горения	241,04 –39,1	137,85 –33,9	1320,0 –16,2	1,23 –
Мгновенное воспламенение без учета нестационарного и эрозионного горения	381,06 –3,7	195,14 –6,5	1575,0 –	1,01 –22,0

Как следует из таблицы, наибольшее влияние на значения максимального давления и дульной скорости ($p^м$, $v_д$) оказывает учет эрозионного горения пороха. В целом, без учета факторов нестационарного и эрозионного горения средняя ошибка по скорости горения составляет ~22%. Таким образом, при априорном прогнозировании параметров выстрела, необходимо с осторожностью использовать в расчетах законы скорости горения, полученные из опытов в манометрической бомбе, поскольку поправки, вносимые в закон скорости горения пороховых элементов, могут оказаться существенными.

Обозначения

x_l – лагранжева координата порохового элемента; t – время; w_l –скорость порохового элемента; $L_{км}$ – длина камеры; $d_{кн}$ – диаметр канала ствола; ω – масса заряда; q – масса снаряда; $\omega_{в1}$, $\omega_{в2}$, $\omega_{в3}$ – массы воспламенителя в нижней, средней и верхней частях заряда соответственно; $T_{всп}$ – температура вспышки зерен воспламенителя; u_{k0}^0, u_k, u_1 – стационарная нормальная, нестационарная эрозионная и единичная скорость горения пороха соответственно; e_1 – полутолщина горящего свода порохового элемента; $I_к$ – полный импульс пороховых газов; $v_д$ –дульная скорость снаряда; $(p_{кн})_м$, $(p_{сн})_м$ – максимальное давление на дно канала и дно снаряда соответственно; $\tilde{\delta}(a)$ – относительное изменение параметра a.

Литература

1. Русяк И. Г., Липанов А. М. Исследование сопряженного тепломассообмена при воспламенении и последующем нестационарном эрозионном горении порохов в условиях, приближенных к условиям выстрела // ИФЖ. 2016. Т. 89, № 6. С. 1553–1563.

2. Липанов А. М., Русяк И. Г., Суфиянов В. Г., Королев С. А. Разработка специализированного вычислительного модуля для решения комплекса задач проектирования и отработки стрелково-пушечного вооружения // Супервычисления и математическое моделирование: тр. XVII междунар. конф. / Под ред. Р. М. Шагалиева. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2019. С. 337–360.

3. Соркин Р. Е. Газотермодинамика ракетных двигателей на твердом топливе. М.: Наука, 1967. – 368 с.

4. Бахман Н. Н., Беляев А. Ф. Горение гетерогенных конденсированных систем. М.: Наука, 1967. – 225 с.

УДК 536.46:537.52.9

ГОРЕНИЕ МАЗУТА И НАНОПОРИСТОГО КРЕМНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ ОКИСЛИТЕЛЯМИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

Г. Г. Савенков, Т. В. Украинцева

Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), г. Санкт-Петербург, Россия

При обращении энергонасыщенных материалов, в частности, мазута могут возникать ситуации воздействия на них электрофизических факторов, например, высоковольтного разряда, которые могут привести к его несанкционированному возгоранию. Мазут горит и сам по себе достаточно интенсивно. При попадании в него дополнительного окислителя, эта интенсивность может увеличиться, а стойкость к высоковольтному разряду – снизиться. Горение нанопористого кремния (por-Si), который является весьма перспективным материалом с точки зрения концентрированного источника энергии [1], с окислителями под действием того же высоковольтного разряда вызывает фундаментальный интерес.

В принципе, окислители, как правило, являются веществами с высокой электрической прочностью, что гипотетически может привести и к снижению напряжения пробоя и, тем са-

мым, к повышению стойкости к возгоранию. Горючее может быть проводником, полупроводником или диэлектриком, имеющим электрическую прочность существенно ниже, чем у окислителя.

В работе рассматривались энергетические композиции на основе порошкообразного перхлората аммония (ПХА) (окислитель) с дисперсностью 5–10 мкм. В качестве горючего применялся порошок (дисперсность 3–40 мкм) нанопористого кремния, легированного бором (так называемая система кремний–донор–бор, обладающая полупроводниковыми свойствами), или мазут марки М2. Последняя композиция может применяться, в том числе, в качестве промышленного взрывчатого вещества [2]. Электрическая схема эксперимента приведена на рис. 1. Расстояние между электродами a – 3 или 5 мм. Скорость поднятия напряжения во всех экспериментах – 1 кВ/с. В рамках экспериментов: электрическая прочность ПХА – 2,7 МВ/м, электрическая прочность por-Si – 1,6 МВ/м, электрическая прочность мазута – 0,5 МВ/м.

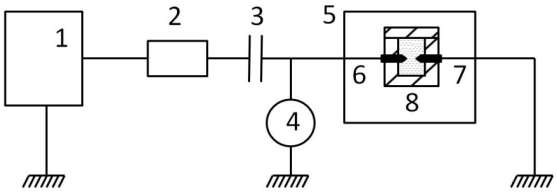


Рис. 1. Электрическая схема проведения эксперимента: 1 – источник высокого напряжения, 2 – зарядное сопротивление, 3 – зарядная емкость (0.5 мкФ), 4 – киловольтметр, 5 – камера, 6 – высоковольтный электрод, 7 – заземленный электрод, 8 – контейнер с энергонасыщенной композицией

Конструкция контейнера с энергонасыщенной композицией представлена на рис. 2. Внешний диаметр корпуса контейнера d_1 = 20 мм, внутренний диаметр d_2 = 10 мм, толщина стенок и донышка контейнера h_1 = 5 мм. Глубина контейнера ($h_2 + h_3$) = 10 мм, на высоте h_2 = = 5 мм от дна корпуса в стенке корпуса выполнены 2 отверстия под стальные остроконечные электроды диаметром 3 мм. Корпус контейнера закрывается крышкой из ПММА толщиной h_4 = 5 мм, которая крепится к корпусу двумя винтами.

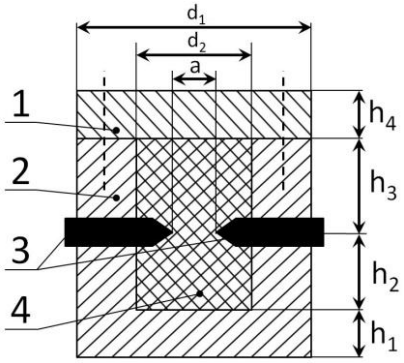


Рис. 2. Контейнер с энергонасыщенной композицией: 1 – крышка, 2 – корпус, 3 – электроды, 4 – энергонасыщенная смесь Si + $C_6H_2(NO_2)3OK$ (штриховыми линиями показаны места крепления крышки)

Энергетические характеристики композиций оценивались только качественно – либо по виду разрушения контейнера из полиметилакрилата, в котором находилась композиция (ПХА + por-Si), и камеры, в которой находился контейнер, либо по виду взрывчатого превращения, которое удалось вызвать с помощью электрического разряда.

Были получены следующие результаты. Для композиции ПХА + por-Si: наивысшие энергетические характеристики ЭК наблюдались независимо от расстояния между электродами при сочетании 90% ПХА и 10% por-Si. При расстоянии между электродами 3 мм напряжение пробоя (инициирования) указанной смеси составляло 5,4–5,6 кВ, при этом контейнер разрушался на множество мелких осколков. При расстоянии 5 мм напряжение пробоя – 8,1–8,4 кВ, при этом контейнер также разрушался на множество фрагментов (рис. 3), в камере наблюдалась трещина, одна из боковых сторон камеры была выгнута.

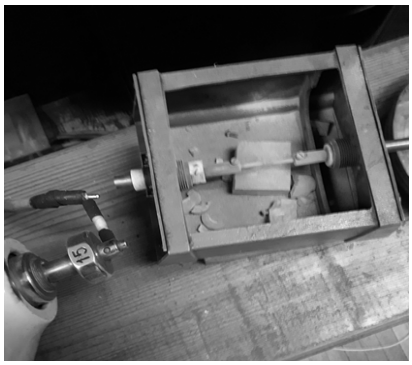
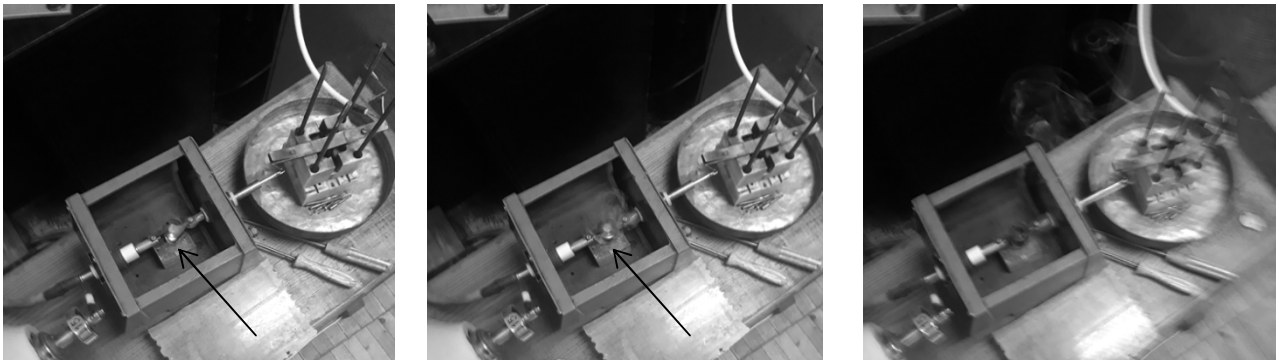


Рис. 3. Разрушение контейнера на осколки после воздействия высоковольтного разряда

Для ПХА + мазут: наивысшие энергетические характеристики ЭК наблюдались независимо от расстояния между электродами при сочетании 36% ПХА и 64% мазута. В этом случае композиция устойчиво горела. При других сочетаниях наблюдалось кипение или горение композиции (рис. 4).



а *б* *в*

Рис. 4. Стадии горения ПХА + мазут: начало горения (*а*), окончание горения (*б*), вид контейнера после выгорания ЭК (*в*) (стрелкой указано пламя)

При расстоянии между электродами 3 мм напряжение пробоя (инициирования) указанной смеси составляло 1,0–1,2 кВ, при расстоянии 5 мм – 1,8–2,0 кВ. Очевидно, что для возбуждения более высоких режимов взрывчатого превращения [3], необходимо было увеличивать значение напряжения.

Таким образом, можно констатировать, что: 1) увеличение массового содержания окислителя в композиции (мазут + ПХА) приводит к снижению напряжения пробоя (инициирования) и к возбуждению режима горения; 2) увеличение массового содержания горючего (por-Si) приводит к снижению напряжения пробоя (инициирования) и к повышению энергетических характеристик взрывчатой композиции (por-Si + ПХА).

Литература

1. Савенков Г. Г., Зегря А. Г., Зегря Г. Г., Румянцев Б. В., Синани А. Б., Михайлов Ю. М. Возможности энергонасыщенных композитов на основе нанопористого кремния (обзор и новые результаты) // ЖТФ. 2019. Т. 89. Вып. 3. С. 397–403.

2. Илюшин М. А., Савенков Г. Г. Мазур А. С. Промышленные взрывчатые вещества. Краснодар: Лань, 2018. – 200 с.

3. Физика взрыва / Под ред. Л. П. Орленко. В 2-х т. М.: Физматлит, 2003. Т. 1. – 832 с.

УДК 536.248.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВСКИПАНИЯ НЕДОГРЕТОЙ ВОДЫ В УСЛОВИЯХ ИМПУЛЬСНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ

В. С. Сердюков[1,2], А. С. Суртаев[1,2], И. П. Малахов[1,2], М. В. Тимошевский[1,2]

[1]Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Режим кипения жидкости, недогретой до температуры насыщения, является одним из наиболее эффективных в плане отвода тепла разновидностей кипения. Это определяет его широкое применение в различных отраслях промышленности: в системах охлаждения двигателей различного типа, импульсных магнитогидродинамических установках, также он является весьма перспективным для охлаждения устройств как силовой, так и микроэлектроники [1]. По этой причине интерес исследователей к данному процессу продолжает сохраняться на протяжении долгого времени [2, 3].

Еще одним приложением, в котором находит своё применение кипение недогретой жидкости, являются современные медицинские технологии. В частности, инициирование пузырькового кипения и вызванные им гидродинамические процессы при лазерном импульсном нагреве недогретых биологических жидкостей являются перспективной и уже активно развиваемой методикой для разрушения различных патологических образований [4]. Суть данной технологии заключается в следующем: оптоволокно, по которому передается лазерное излучение с заданной длительностью, вводится в необходимую среду. Если рабочий торец оптоволокна покрыть поглощающим слоем (зачернить), то под действием излучения этот слой нагреется до высоких температур и при его контакте с биологическими жидкостями на его поверхности возникнет гетерогенное кипение, при определенных условиях сопровождающееся образованием двухфазных струй. Такие направленные струйные потоки могут обеспечить быструю теплопередачу от нагретого торца волокна к биоткани, например, к кистозной оболочке или к внутренней оболочке вен, через объем кистозной жидкости или крови, заполняющей вену. В таком режиме температура патологической ткани повышается до температуры струйного потока, что приводит к ее тепловому разрушению, а температура всего объема жидкости в целом увеличивается не столь значительно.

Однако широкое применение в медицине данной методики сдерживает тот факт, что механизмы вскипания недогретой жидкости при импульсном тепловыделении и вызванные им гидродинамические процессы остаются не до конца изученными. В частности, остаются открытыми вопросы о влиянии таких ключевых параметров как плотность подводимого теплового потока, длительность импульса тепловыделения и недогрев рабочей жидкости на данный процесс. В связи с этим возникает необходимость проведения дальнейших экспериментальных исследований динамики парообразования при кипении недогретой жидкости при импульсном тепловыделении.

В настоящей работе для моделирования процесса вскипания биологической жидкости при лазероиндуцированном нагреве было проведено экспериментальное исследование вскипания воды, недогретой до температуры насыщения, на поверхности микронагревателя при импульсном тепловыделении. Эксперименты были выполнены в условиях свободной конвекции при атмосферном давлении с использованием экспериментального стенда, ранее использованного для исследования особенностей локальных и интегральных характеристик кипения насыщенной жидкости в условиях стационарного тепловыделения [5]. Для визуализации процессов зарождения, роста и конденсации паровых пузырей была использована специальная конструкция тепловыделяющего элемента. В качестве нагревателя в работе была

использована проводящая плёнка оксида индия-олова (ITO) размером 0.8 × 1 мм и толщиной 1 мкм, напылённая на сапфировую подложку толщиной 400 мкм. Такая конструкция нагревателя позволяет одновременно измерять нестационарное поле температур плёнки ITO с помощью тепловизора и визуально регистрировать эволюцию паровых пузырей непосредственно на поверхности сапфировой подложки с использованием высокоскоростной видеокамеры [5]. Тепловыделение на поверхности нагревателя осуществлялось пропусканием через ITO плёнку импульса постоянного тока заданной мощности и длительности. Визуализация процесса кипения жидкости была проведена с использованием высокоскоростной цифровой видеокамеры Photron FASTCAM SA5 с частотой съемки до 50 кГц и пространственным разрешением до 16 мкм/пикс.

На первой стадии в работе было проведено детальное исследование особенностей роста паровых пузырей при вскипании недогретой жидкости. На рис. 1 представлены кадры высокоскоростной визуализации, проведенной с нижней стороны прозрачного нагревателя, эволюции пузыря при кипении недогретой воды ($\Delta T_{нед}$ = 62.5 К) при плотности подводимого теплового потока q = 22.8 МВт/м^2 ($t_{имп}$ = 150 мс). На основе полученных данных можно в деталях проанализировать динамику изменения размера парового пузыря, определить скорости роста и схлопывания пузыря, а также времена его жизни и ожидания вскипания. В частности, из рис. 1 видно, что время жизни парового пузыря составляет менее 0.6 мс, при этом его диаметр достигает порядка 3 мм. После достижения пузырем максимального размера ($D \approx$ $\approx$ 3.1 мм, t = 240 мкс) начинается конденсация пузыря. Схлопывание пузыря приводит к формированию струи перегретой жидкости и к последующему пузырьковому кипению недогретой жидкости на поверхности микронагревателя.

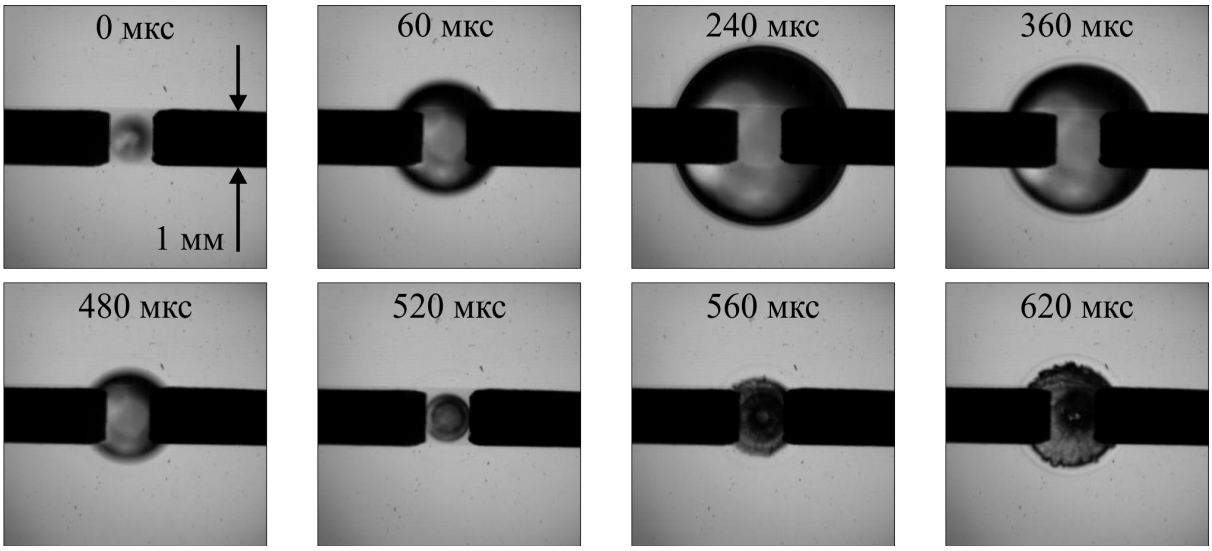


Рис. 1. Эволюция парового пузыря при кипении недогретой воды ($\Delta T_{нед}$ = 62.5 К) в условиях импульсного нагрева (q = 22.8 МВт/м^2, $t_{имп}$ = 150 мс). Опытные данные были получены в результате высокоскоростной видеосъемки с нижней стороны прозрачного нагревателя

С использованием полученных опытных данных высокоскоростной видеосъемки с нижней стороны прозрачного нагревателя в работе было проанализировано влияние мощности тепловыделения и степени недогрева на динамику паровых пузырей (рис. 2). Полученные результаты показали, что на размер паровых пузырей и время их жизни, в первую очередь, оказывает влияние плотность подводимого теплового потока. С увеличением подводимой мощности происходит уменьшение максимального диаметра парового пузыря и времени его существования на поверхности. Увеличение степени недогрева жидкости также приводит к незначительному уменьшению максимального размера паровых пузырей. При этом варьи-

рование в исследованных диапазонах обоих параметров q, $\Delta T_{нед}$ практически не влияет на скорость роста паровых пузырей на начальной стадии роста, которая достигает 22.5 м/с.

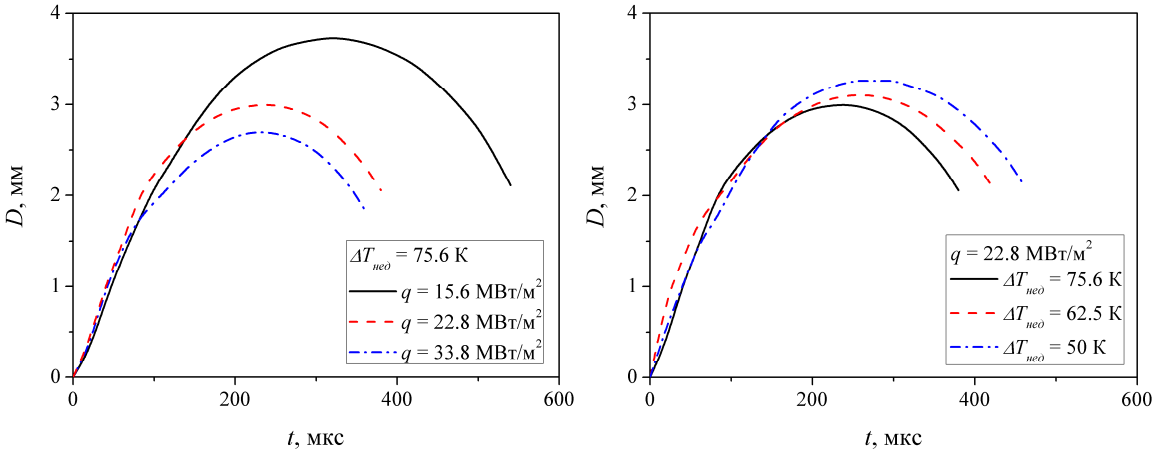


Рис. 2. Влияние плотности теплового потока (*а*) и степени недогрева жидкости (*б*) на динамику паровых пузырей при кипении воды в условиях импульсного нагрева.

Использование в настоящей работе высокоскоростной термографической съемки позволило также провести детальное исследование эволюции нестационарного температурного поля поверхности микронагревателя при вскипании недогретой воды в условиях импульсного нагрева. В частности, были получены принципиально новые результаты по температурному порогу активации паровых пузырей, что, в свою очередь, дало возможность провести сравнение полученных кривых роста пузырей с имеющимися в литературе теоретическими зависимостями. С помощью скоростной визуализации процесса с боковой стороны нагревательной поверхности, синхронизированной со съемкой с нижней стороны, были проанализированы форма растущих паровых пузырей, а также двухфазные струи, формирующиеся в момент их схлопывания.

Исследование выполнено за счёт Российского научного фонда (грант 19-19-00122).

Литература

1. Зейгарник Ю. А. и др. Перспективы использования кипения недогретых диэлектрических жидкостей для охлаждения суперкомпьютеров // Докл. РАН. 2018. Т. 478, № 6. С. 646–648.

2. Зейгарник Ю. А., Ходаков К. А., Шехтер Ю. Л. Опытные данные по механизму кипения недогретой воды: скоростная съемка // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 3. С. 299–307.

3. Ozbey A. et al. On bubble dynamics in subcooled nucleate boiling on a platinum wire // Int. J. of Thermal Sciences. 2019. Vol. 137. P. 1–12.

4. Чудновский В. М. и др. Лазероиндуцированное кипение биологических жидкостей // ТВТ. 2019. Т. 57, № 4. С. 578–587.

5. Surtaev A. et al. An experimental study of vapor bubbles dynamics at water and ethanol pool boiling at low and high heat fluxes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 126. P. 297–311.

УДК 614.841.1, 536.46 (075.8)

ТЕПЛОФИЗИКА ПОЖАРА

А. Ю. Снегирёв, Е. С. Маркус, Е. А. Кузнецов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

Пожары представляют совокупность физических явлений, для которых характерно неконтролируемое и самоподдерживающееся горение. Разнообразие сценариев и условий протекания пожара порождает богатство теплофизических процессов, которые сильно и нелинейно взаимодействуют друг с другом [1–4]. В данной работе делается попытка классификации пожаров с теплофизической и газодинамической точки зрения и обсуждаются ключевые особенности горения при пожаре. Кроме того, будет показано, как эти особенности учитываются в современных технологиях численного моделирования горения при пожаре. Для этого будут продемонстрированы примеры применения численного моделирования тепломассообмена и горения при пожаре из опыта проектной работы авторов.

Пожары протекают по-разному, если развиваются в помещениях и в открытом пространстве. В первом случае происходит накопление дыма и горячих продуктов сгорания, часто сопровождающееся выраженной вертикальной стратификацией, ограниченный доступ воздуха через проёмы может перевести горение в режим с недостатком окислителя, а тепловое излучение продуктов сгорания приводит к разогреву и воспламенению горючих материалов. В результате развивается глобальная тепловая неустойчивость, которая носит характер общей вспышки (flashover) [5]. Более детальная классификация пожаров в помещениях и в открытом пространстве учитывает вид и агрегатное состояние пожарной нагрузки, характер аварийного истечения горючих газов или жидкостей, размеры очага, возможность формирования взрывоопасной атмосферы до воспламенения и другие факторы [6, 7].

В данной работе рассматриваются пожары, в которых горение протекает в диффузионном режиме (альтернативный режим горения имеет место при дефлаграции, если до момента воспламенения формируется взрывоопасная смесь). По мере увеличения размеров очага газофазное пламя трансформируется из ламинарного и оптически прозрачного в турбулентное и, как правило, в оптически плотное. Кроме того, в пламени больших размеров формируется обширная область, обогащённая горючим газом в отсутствие кислорода. В связи с этим можно выделить четыре ключевые особенности горения при пожаре.

Во-первых, имеет место существенное и часто определяющее влияние сил плавучести на структуру и динамику пламени. Нижняя часть пламени, примыкающая к поверхности горючего материала, характеризуется относительно небольшими скоростями и ламинарным режимом течения. Вызванное плавучестью ускорение потока приводит к его турбулизации. Важная роль ламинарной области существенно затрудняет численное моделирование данного вида пламени (по сравнению с расчётами струйных течений с полностью развитой турбулентностью [8]). На макроуровне плавучесть определяет характерную для естественно-конвективного горения зависимость высоты пламени от размеров очага и мощности тепловыделения. Для естественно-конвективного пламени характерно возбуждение крупномасштабных квазипериодических пульсаций (puffing), а при наложении внешней циркуляции – формирование огненного вихря [9]. В данной работе будут представлены примеры численного моделирования естественно-конвективного горения методом крупных вихрей [10, 11]. Отметим также, что на микроуровне подъёмная сила является дополнительным генератором завихрённости, который отсутствует в классической теории турбулентности.

Во-вторых, горение при пожаре часто протекает в условиях недостатка окислителя, которые возникают как при пожарах в помещениях с ограниченной вентиляцией, так и в достаточно больших пламёнах в открытом пространстве. В результате оказывается, что, в отличие от управляемого горения в энергетическом оборудовании и двигателях, горение при пожарах характеризуется существенно меньшей объёмной теплонапряжённостью (порядка 1 МВт/м^3). Падение концентрации кислорода ниже предельной приводит к локальному погасанию фрагментов пламени. Данное явление требует учёта конечной скорости реакций, что представляет значительную проблему для традиционных методов моделирования горения на основе модели дробления вихрей. В работе будут представлены исследования [12], направленные на учёт локального погасания фрагментов турбулентного пламени с использованием двух подсеточных моделей: критической температуры пламени и модели реактора идеального перемешивания [13, 14]. Отметим, также, что реальные пожары в помещениях в случае обширного погасания пламени несут опасность повторной вспышки и последующей дефлаграции (backdraft).

В-третьих, для естественно-конвективного горения при пожаре характерно образование значительного количества сажи и связанный с этим высокий, по сравнению с мощностью тепловыделения, уровень эмиссии теплового излучения. К настоящему времени отсутствует общепринятый и универсальный подход к моделированию образования и окисления сажи в пламени пожара. В работе представлен опыт расчётов с использованием модели Мосса–Брукса, учитывающей нуклеацию, коагуляцию и поверхностный рост частиц сажи, а также их окисление [11]. Особое внимание будет уделено учёту влияния не разрешаемых на сетке турбулентных пульсаций и фрагментов пламени на осреднённое (отфильтрованное) значение эмиссии теплового излучения [11, 15].

В-четвёртых, горение при пожаре протекает в условиях двусторонней, тесной и нелинейной связи между генерацией тепла в газофазном пламени и термическим разложением горючих материалов (в результате которого образуется горючий газ). Следует подчеркнуть, что в современной инженерной практике тепловая обратная связь между газофазным пламенем и пожарной нагрузкой не учитывается, а скорость выгорания задаётся заранее, исходя из имеющихся эмпирических данных («проектный» пожар). Авторы развивают методику совместного моделирования, примеры применения которой также будут представлены. Важным компонентом данной методики является модель Pyropolis [16], разработанная для термического разложения практически важных горючих материалов (включая термопластики, обугливающиеся полимеры и композиты). Примерами задач, решаемых в рамках данного подхода и представленных в данной работе, являются расчёты воспламенения горючих материалов внешним тепловым потоком, распространения пламени по поверхности, а также расчёты, в которых воспроизводятся стандартные испытания материалов на горючесть [8, 17–20].

Будут обсуждаться существующие стереотипы, характерные для применения численного моделирования динамики пожара в инженерной практике, и методы повышения достоверности расчётов.

Авторы выражают искреннюю благодарность коллегам и соавторам, принимавшим участие в данной работе. Разные части данной работы получили поддержку компании Боинг (США), РНФ, РФФИ, группы компаний «Гефест» (Санкт-Петербург), АО «ЦНИИМаш» (госкорпорация «Роскосмос»). Вычислительные ресурсы предоставлены суперкомпьютерным центром «Политехнический» (СПбПУ).

Литература

1. Drysdale D. An Introduction to Fire Dynamics. 3rd Edition, 2011. – 574 p.
2. Karlsson B., Quintiere J. Enclosure Fire Dynamics. CRC Press, 2000. – 336 p.

3. Quintiere J. G. Fundamentals of Fire Phenomena, Wiley, 2006, 460 P.

4. Merci B., Beji T. Fluid Mechanics Aspects of Fire and Smoke Dynamics in Enclosures. 1st Ed. CRC Press, 2016. – 386 p.

5. Снегирев А. Ю., Танклевский Л. Т. Макрокинетика пожара в помещении // ТВТ. 1998. Т. 36, № 5. С. 761–766.

6. Снегирёв А. Ю., Талалов В. А. Теоретические основы пожаро- и взрывобезопасности. Горение неперемешанных реагентов: учеб. пособие. Санкт-Петербург: Изд-во Политехн. ун-та, 2008, – 212 с.

7. Снегирёв А. Ю., Талалов В. А. Теоретические основы пожаро- и взрывобезопасности. Горение перемешанных реагентов: учеб. пособие. Санкт-Петербург: Изд-во Политехн. ун-та, 2007. – 215 с.

8. Снегирёв А. Ю., Фролов А. С. Расчёт турбулентного диффузионного пламени методом крупных вихрей // ТВТ. 2011. Т. 49, № 5. С. 713–727.

9. Snegirev A. Yu., Marsden J. A., Francis J., and Makhviladze G. M. Numerical studies and experimental observations of whirling flames // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. Vol. 47, No. 12–13. P. 2523–2539.

10. Маркус Е. С., Кузнецов Е. А., Снегирёв А. Ю. Естественно-конвективное турбулентное диффузионное пламя у вертикальной поверхности // ФГВ. 2018. Т. 54, № 3. С. 36–46.

11. Snegirev A., Markus E., Kuznetsov E., Harris J., Wu T. On soot and radiation modeling in buoyant turbulent diffusion flames // Heat Mass Transfer. 2018. Vol. 54, No. 8. P. 2275–2293.

12. Snegirev A., Kuznetsov E., Markus E., Harris J., Moravec B. Performance and calibration of two subgrid extinction models for turbulent diffusion combustion in an under-ventilated enclosure fire // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 1107. P. 042011.

13. Snegirev A. Yu. Perfectly stirred reactor model to evaluate extinction of diffusion flame // Combustion and Flame. 2015. Vol. 162, No. 10. P. 3622–3631.

14. Snegirev A. Yu., Tsoy A. S. Treatment of local extinction in CFD fire modeling // Proc. Combust. Inst. 2015. Vol. 35. P. 2519–2526.

15. Snegirev A. Yu. Statistical modelling of thermal radiation transfer in buoyant turbulent diffusion flames // Combust. Flame. 2004. Vol. 136, No. 1–2. P. 51–71.

16. Snegirev A., Talalov V., Stepanov V., Harris J. A new model to predict pyrolysis, ignition and burning of flammable materials in fire tests // Fire Saf. J. 2013. Vol. 59. P. 132–150.

17. Маркус Е. С., Снегирев А. Ю., Кузнецов Е. А., Танклевский Л. Т., Аракчеев А. В. Численное моделирование распространения пламени по дискретной совокупности горючих материалов // Пожаровзрывобезопасность. 2019. Т. 28, №. 4. С. 29–41.

18. Markus E., Snegirev A., Kuznetsov E., Tanklevskiy L. Application of the thermal pyrolysis model to predict flame spread over continuous and discrete fire load // Fire Saf. J. 2019. Vol. 108. P. 102825.

19. Markus E., Snegirev A., Kuznetsov E., Tanklevskiy L. Application of a simplified pyrolysis model to predict fire development in rack storage facilities // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 1107. P. 042012.

20. Snegirev A., Kuznetsov E., Markus E. Coupled analytical approach to predict piloted flaming ignition of non-charring polymers // Fire Saf. J. 2017. Vol. 93. P. 74–83.

УДК 536.248.2

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ И СВОЙСТВ СМАЧИВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ НА ЛОКАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ

А.С. Суртаев[1,2], В. С. Сердюков[1,2], А. Н. Сафонов[2], И. П. Малахов[1,2]

[1]Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Известно, что свойства смачивания поверхности и давление оказывают существенное влияние на локальные и интегральные характеристики теплообмена и развитие кризисных явлений при кипении жидкости [1, 2]. В частности, при понижении давления изменяется плотность пара и поверхностное натяжение, что приводит к увеличению критического радиуса парового пузыря, увеличению температурного напора закипания и скорости роста паровых пузырей, снижению плотности центров парообразования и интенсивности теплообмена [3]. С другой стороны, изменением свойств смачивания путём наномодификации теплообменной поверхности или создания различных покрытий можно эффективно управлять локальными характеристиками теплообмена и критическими тепловыми потоками при кипении [4]. Однако в настоящий момент некоторые вопросы, связанные как с теоретическим описанием, так и экспериментальными наблюдениями влияния давления и свойств смачивания поверхности на характеристики кипения, до сих пор остаются открытыми. Целью настоящей работы было экспериментальное исследование влияния гидрофобных покрытий и субатмосферных давлений на локальные характеристики кипения, включая эволюцию и частоту отрыва паровых пузырей, динамику сухих пятен, плотность и температуру активации центров парообразования и интенсивность теплообмена при кипении воды с использованием синхронизированных высокоскоростных ИК-термографии и видеосъёмки.

Подробное описание экспериментальной установки, образцов тепловыделяющих поверхностей с тонкоплёночными нагревательными элементами, методов экспериментального исследования представлено в работах [3, 5]. В частности, в качестве теплообменной поверхности использовались сапфировые подложки различной толщины (от 400 мкм до 3 мм) с напылёнными с обратной стороны тонкоплёночными нагревателями ITO. Опыты были проведены с использованием дистиллированной воды на линии насыщения в диапазоне изменения давлений от 7 кПа до 101 кПа.

Для исследования свойств смачивания поверхности на характеристики кипения воды в работе был проведён синтез гидрофобных фторополимерных покрытий на поверхности сапфира с использованием метода химического осаждения из газовой фазы в присутствии металлического катализатора [6]. После синтеза покрытий проводился анализ их физико-химических свойств с использованием комплекса современных методов, включая нанопрофилометрию, электронные спектро- и микроскопию (ЭСДО, СЭМ). Исследование свойств смачивания, а также поверхностной энергии синтезированных покрытий было проведено с использованием системы KRUSS DSA100. Как видно из рис. 1, контактный угол смачивания на поверхности с фторполимерным покрытием значительно выше, чем угол, измеренный на поверхности чистого немодифицированного сапфира, и составляет 120°.

В первой части работы будут представлены результаты экспериментов, проведённых при кипении воды при субатмосферных давлениях. Как показал анализ результатов визуализации (рис. 2), проведение высокоскоростной видеосъёмки с нижней стороны прозрачной нагревательной поверхности позволяет проанализировать не только скорость роста паровых пузырей, но и эволюцию сухих пятен в основании пузырей, а также с высокой точностью

оценить плотность центров парообразования в широком диапазоне изменения плотности теплового потока. На основе данных визуализации сбоку и с нижней стороны нагревательной поверхности были построены зависимости плотности центров парообразования, скорости роста паровых пузырей и сухих пятен, отрывного диаметра пузыря от плотности теплового потока при различных давлениях. В частности, одним из основных результатов работы явилась немонотонная зависимость скорости роста сухих пятен от давления при заданных тепловых потоках. С использованием высокоскоростной ИК-термографии были построены кривые кипения воды при различных субатмосферных давлениях, а также была проведена оценка температуры активации центров зародышеобразования.

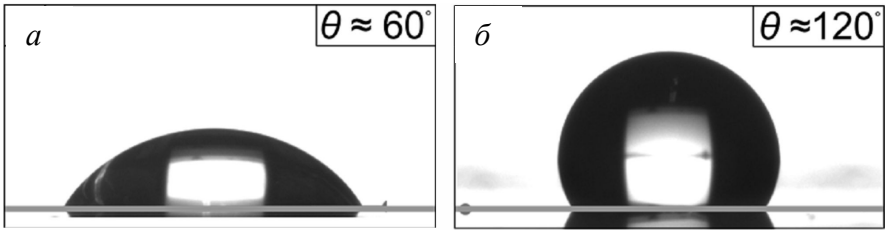


Рис. 1. Измерения контактного угла смачивания методом сидячей капли (V = 5 мкл): *а* – на поверхности сапфира; *б* – на поверхности сапфира с фторполимерным покрытием

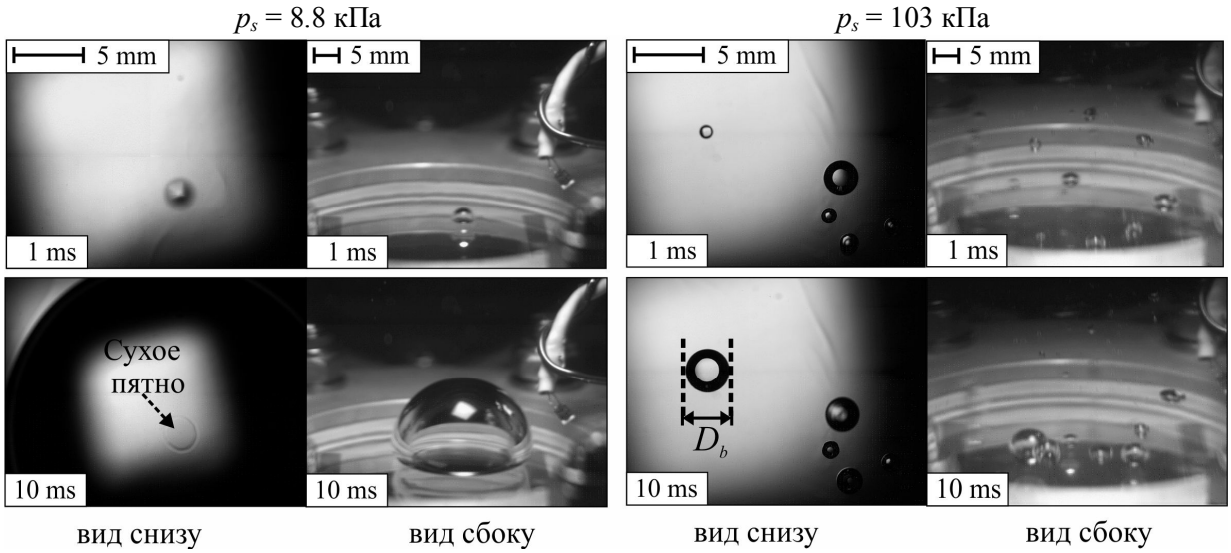
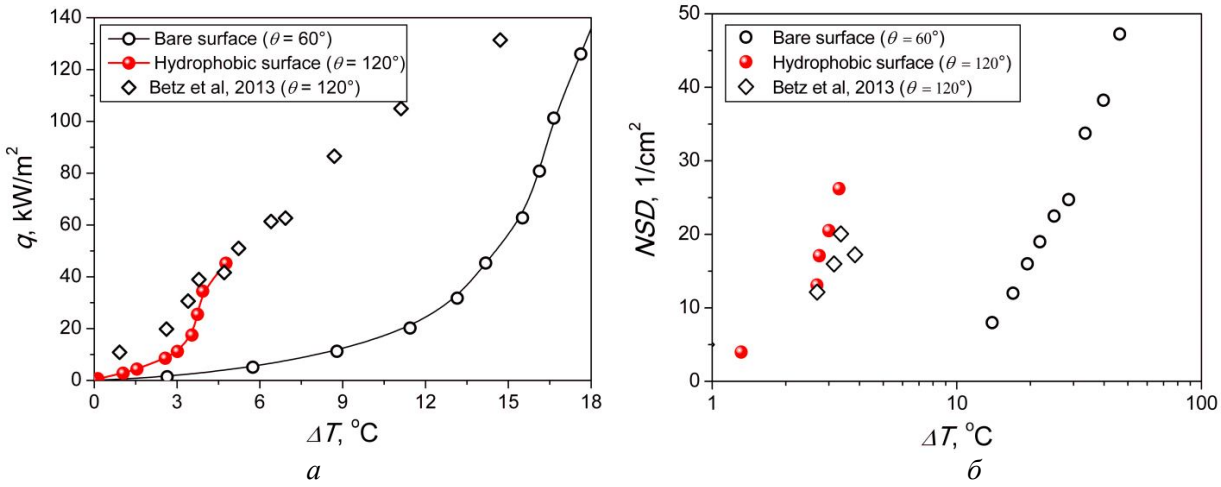


Рис. 2. Кадры высокоскоростной визуализации эволюции паровых пузырей при кипении воды при различных давлениях, полученные сбоку и с нижней стороны прозрачного нагревателя

Во второй части работы будут представлены результаты экспериментального исследования влияния гидрофобных покрытий на эволюцию паровых пузырей и интенсивность теплообмена при кипении воды. Для определения перегрева поверхности относительно температуры насыщения при заданной плотности теплового потока температурное поле, измеренное с использованием скоростного тепловизора усреднялось по поверхности нагревателя и времени. Полученные кривые кипения (рис. 3, *а*) показали, что использование фторполимерных покрытий приводит к значительной интенсификации теплообмена (более чем в 3 раза) в области малых тепловых потоков. Для определения возможных механизмов увеличения интенсивности теплообмена в работе была проведена высокоскоростная визуализация процесса кипения с боковой и нижней стороны нагревательной поверхности. Так, анализ кадров показал, что на тепловыделяющей поверхности с гидрофобным покрытием плотность центров парообразования значительно выше при заданных тепловых потоках (рис. 3, *б*), а также наблюдаются два различных вида паровых пузырей – более крупные сидячие пузыри и пузыри

меньшего масштаба, для которых наблюдается рост внешнего диаметра основания пузыря и области контактной линии во времени. Более того, в отличие от кипения на поверхности без покрытия, у пузырей, растущих на гидрофобной поверхности, не наблюдается области интенсивно испаряющегося микрослоя жидкости.



а *б*

Рис. 3. Кривые кипения для поверхности чистого сапфира и с фторполимерным покрытием (p_s = 103 кПа) (*а*); зависимость плотности центров парообразования для поверхности без покрытия и с гидрофобным покрытием (*б*)

Существенное влияние свойства смачивания поверхности оказывают также и на отрыв паровых пузырей от поверхности. Показано, что отрыв паровой фазы наблюдается только в области больших сидячих паровых пузырей, а частота отрыва значительно снижается по сравнению с поверхностью без покрытия. На основе проведённого анализа локальных и интегральных характеристик теплообмена было выдвинуто предположение, что интенсификация теплообмена на поверхности с гидрофобным покрытием связана со значительным уменьшением порога активации центров парообразования и со значительным увеличением плотности центров, а также общей площади межфазной поверхности жидкость–пар, что может приводить к увеличению количества тепла передаваемого за счёт теплоты фазового перехода. Более того результаты комплексного экспериментального исследования показывают, что использование гидрофобных покрытий, способствующих раннему началу пузырькового кипения и увеличению плотности центров нуклеации при кипении воды при атмосферных давлениях, является одним из наиболее перспективных методов интенсификации теплообмена при кипении воды в области субатмосферных давлениях.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 18-79-00078).

Литература

1. Ягов В. В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях. М.: Изд. дом МЭИ, 2014. – 542 с.

2. Attinger D. et al. Surface engineering for phase change heat transfer: A review // MRS Energy & Sustainability. 2014. Vol. 1, No. E4.

3. Surtaev A., Serdyukov V., Malakhov I. Effect of subatmospheric pressures on heat transfer, vapor bubbles and dry spots evolution during water boiling // Experimental Thermal and Fluid Science. 2019. P. 109974.

4. Суртаев А. С., Сердюков В. С., Павленко А. Н. Нанотехнологии в теплофизике: теплообмен и кризисные явления при кипении // Российские нанотехнологии. 2016. Т. 11, № 11–12. С. 18–32.

5. Surtaev A. et al. An experimental study of vapor bubbles dynamics at water and ethanol pool boiling at low and high heat fluxes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 126. P. 297–311.

6. Safonov A. I. et al. Deposition features and wettability behavior of fluoropolymer coatings from hexafluoropropylene oxide activated by NiCr wire // Thin Solid Films. 2018. Vol. 653. P. 165–172.

УДК 536.242

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СХЕМ ТЕПЛОМАССООБМЕННЫХ АППАРАТОВ КОСВЕННО-ИСПАРИТЕЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ВОЗДУХА

В. И. Терехов[1,2], М. В. Горбачев[2]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2]Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

Теплообменные аппараты, в каналах которых реализуется испарительное охлаждение, являются одними из простых и достаточно эффективных способов снижения температуры потоков воздуха. Если в теплообменном аппарате охлаждаемый полезный воздух не контактирует с испаряющейся жидкостью, то такие тепломассообменные аппараты относятся к косвенно-испарительному типу. В аппаратах косвенно-испарительного типа предельной величиной охлаждения является температура мокрого термометра. В настоящее время тепловые характеристики устройств, реализующие косвенно-испарительное испарение, активно изучаются теоретически [1–5] и экспериментально [3, 6–8]. Изучение закономерностей процессов тепло- и массопереноса в каналах тепломассообменных аппаратов является важным шагом в исследовании более сложных косвенно-испарительных аппаратов.

В настоящей работе рассматриваются вопросы моделирования процессов тепломассопереноса в тепломассообменных аппаратах (ТМОА) косвенно-испарительного типа противоточной и регенеративной схем течения теплоносителей. Расчетная схема тепломассообменных аппаратов показана на рис. 1. Данные аппараты представляет собой два параллельных канала одинаковой высоты $H = 5$ мм длиной $L = 50\,H$.

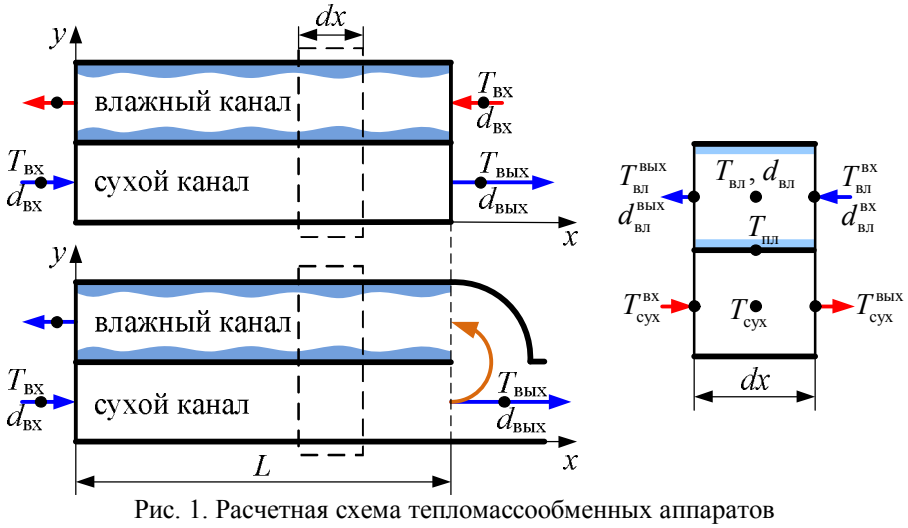


Рис. 1. Расчетная схема тепломассообменных аппаратов

В тепломассообменном аппарате по регенеративной схеме течения теплоносителей (*Bypass*) часть потока воздуха из сухого канала с пониженной температурой направляется в канал с увлажняемыми стенками. Тем самым удается получить температуру на выходе из него ниже температуры мокрого термометра. Допущения, приятые при моделировании тепломассообменных аппаратов, принимались следующими: режим течения воздуха в каналах – ламинарный и стационарный, течение стабилизированное; с внешних сторон каналов пластины теплоизолированы, а изнутри – стенки влажного канала смачиваются тонкой пленкой воды; термическим сопротивлением разделяющих каналы пластины и пленки воды пренебрегалось; лучистый теплообмен, вязкая диссипация и эффекты Дюфо и Соре не учитывались.

Система уравнений, которая позволила определить основные параметры в тепломассообменных аппаратах, выглядит следующим образом:

– уравнение теплового баланса рассматриваемого дифференциального элемента:

$$G_{\text{сух}} c_P \left(T_{\text{сух}}^{\text{вх}} - T_{\text{сух}}^{\text{вых}} \right) = k \left(T_{\text{сух}} - T_{\text{пл}} \right) dx , \tag{1}$$

где k – коэффициент теплопередачи, G – массовый расход воздуха. Уравнение (1) показывает, что полное изменение энтальпии потока воздуха в сухом канале равно общему теплопереносу между потоком воздуха и пленкой воды;

– закон сохранения энергии для воздуха во влажном канале:

$$G_{\text{вл}} \left(h_{\text{вл}}^{\text{вых}} - h_{\text{вл}}^{\text{вх}} \right) = \beta \left(h_{\text{нас}} - h_{\text{вл}} \right) dx , \tag{2}$$

где β – коэффициент массоотдачи, h – энтальпия. Физический смысл уравнения (2) отражает тот факт, что изменение энтальпии воздуха во влажном канале равно общему переносу энергии путем конвективного тепло- и массопереноса между потоком воздуха и пленкой воды;

– закон сохранения энергии в дифференциальном элементе можно записать как

$$G_{\text{сух}} c_P \left(T_{\text{сух}}^{\text{вх}} - T_{\text{сух}}^{\text{вых}} \right) = G_{\text{вл}} \left(h_{\text{вл}}^{\text{вых}} - h_{\text{вл}}^{\text{вх}} \right) dx . \tag{3}$$

Выражение (3) означает, что изменение энтальпии потока воздуха в сухом канале равно изменению энтальпии потока воздуха во влажном канале. Закон сохранения влагосодержания во влажном канале:

$$G_{\text{вл}} \left(d_{\text{вл}}^{\text{вых}} - d_{\text{вл}}^{\text{вх}} \right) = \beta \left(d_{\text{нас}} - d_{\text{вл}} \right) dx , \tag{4}$$

где d – влагосодержание потока воздуха. Левая часть уравнения (4) представляет собой изменение влагосодержания потока воздуха во влажном канале, а правая часть характеризует конвективный массоперенос между потоком воздуха и пленкой воды.

Коэффициенты теплопередачи и массоотдачи в (1), (2) и (4) рассчитывались по [1–3]. Соотношение расходов в сухом и влажном каналах оценивается выражением $m = G_{\text{сух}}/G_{\text{вл}}$.

Математическая модель тепломассообменных аппаратов основана на численном методе расчета основных параметров потоков воздуха, таких как температура, влагосодержание и относительная влажность. Дискретизация системы уравнений (1)–(4) проводилась на равномерной сетке, оптимальное число узлов которой составляло 500 ячеек.

Изменение параметров воздуха по длине ТМОА для сухого и влажного каналов для рассматриваемых схем показано на рис. 2, *а*, *б*, *г*, *д*. Видно, что температура воздуха в сухом канале за счет теплообмена с влажным каналом, где происходит испарение воды, интенсивно понижается по длине. Кроме того, в распределении температуры по длине во влажном канале имеется минимум, который обусловлен отводом теплоты на фазовый переход, а с другой стороны – подводом теплоты из сухого канала. Указанный характер изменения температур

присущ как для противоточной, так и для регенеративной схем течения теплоносителей. При этом следует иметь в виду, что влагосодержание воздуха в сухом канале остается без изменений. Снижение температуры в сухом канале к его выходу является основным положительным фактором рассматриваемых схем тепломассообменных аппаратов косвенно-испарительного типа. В качестве основного недостатка регенеративной схемы тепломассообменного аппарата является уменьшение массового потока сухого воздуха на выходе аппарата ($G_{сух} = mG_{вл}$).

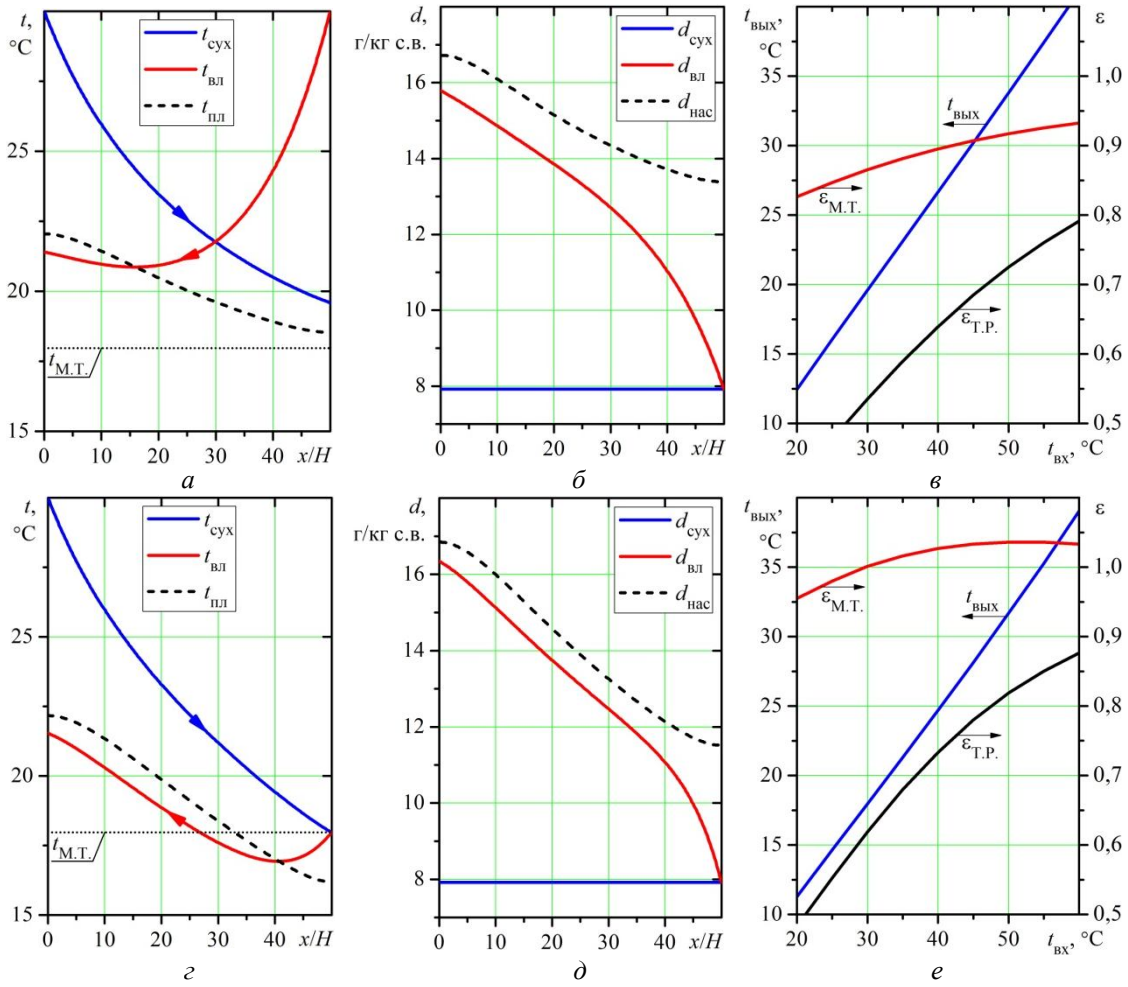


Рис. 2. Изменение параметров для: *а–в* – противоточной; *г–е* – регенеративной схемы течения теплоносителей (Re = 150, $t_{вх}$ = 30ºС, $\varphi_{вх}$ = 30%, m = 0,5)

Из рис. 2, *г* также следует, что температура воздуха в сухом канале принимает значения ниже температуры «мокрого термометра» и стремится к значению температуры «точки росы» (что является пределом охлаждения для данной схемы). При этом влагосодержание потока во влажном канале увеличивается. Таким образом, можно сделать вывод, что тепломассообменные аппараты косвенно-испарительного типа целесообразно использовать не только в качестве охладителей, но и как увлажнителей.

Тепловая эффективность рассматриваемых схем тепломассообменных аппаратов может быть оценена как по температуре «мокрого термометра» ($t_{м.т.}$), так и по температуре «точки росы» ($t_{т.р.}$) с помощью выражений [1–3]

$$\varepsilon_{м.т.} = \frac{t_{0,сух} - t_m}{t_{0,сух} - t_{м.т.}}, \qquad \varepsilon_{т.р.} = \frac{t_{0,сух} - t_m}{t_{0,сух} - t_{т.р.}}.$$

Графические зависимости изменения тепловой эффективности от температуры входного воздуха показаны на рис. 2, *в*, *е*. Откуда следует, что характер изменения тепловой эффективности для рассматриваемых схем косвенно-испарительных теплообменных аппаратов схем носит схожий характер, причем эффективность для регенеративного аппарата принимает большие значения, чем для противоточной схемы.

Работа выполнена за счет средств МН и ВО РФ (гос. рег. № АААА-А17-117030310010-9).

Обозначения

T, t – температура, К, °С; d – влагосодержание, кг/кг с.в.; G – массовый расход, кг/с; $m = G_{сух}/G_{вл}$ – коэффициент соотношения расходов; ε – тепловая эффективность; φ – относительная влажность воздуха, %. Индексы: сух – сухой; вл – влажный; м.т. – мокрого термометра; т.р. – температура «точки росы»; вх – параметры на входе; пл – пленка воды; нас – параметры насыщения.

Литература

1. Kashyap S., Sarkar J. & Kumar A. Proposal and month-wise performance evaluation of a novel dual-mode evaporative cooler // Heat Mass Transfer. 2019.

2. Lin J., Thu K., Bui T. D., Wang R., Ng K. C., Chua K. J. Study on dew point evaporative cooling system with counter-flow configuration // Energy Conversion and Management. 2016. Vol. 109. P. 153–165.

3. Pakari A., Ghani S. Regression models for performance prediction of counter flow dew point evaporative cooling systems // Energy Conversion and Management. 2019. Vol. 185. P. 562–573.

4. Горбачев М. В., Терехов В. И. Численное моделирование двухканального тепломассообменного аппарата косвенно-испарительного типа // 35-й Сибирский теплофизический семинар: Всерос. конф. с элементами науч. шк. для молодых ученых: тез. докл. Новосибирск, 2019. С. 329.

5. Горбачев М. В., Кхафаджи Х. К., Терехов В. И. Численное исследование тепломассообменного аппарата косвенно-испарительного охлаждения воздуха // 7-я Рос. нац. конф. по теплообмену. РНКТ-7. Москва. 2018. Т. 2. С. 329–332.

6. Liua Y., Akhlaghi Y.G., Zhao X., Li J. Experimental and numerical investigation of a high-efficiency dew-point evaporative cooler // Energy & Buildings. 2019. Vol. 197. P. 120–130.

7. Lin J., Bui T. D., Wang R., Chua K. J. On the exergy analysis of the counter-flow dew point evaporative cooler // Energy. 2018. Vol. 165. P. 958–971.

8. Lina J., Buia D. T., Wang R., Chua K. J. On the fundamental heat and mass transfer analysis of the counter-flow dew point evaporative cooler // Applied Energy. 2018. Vol. 217. P. 126–142.

УДК 533; 004.4:004.9

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ДЕТОНАЦИИ ВОДОРОДНО-КИСЛОРОДНОЙ СМЕСИ В УДАРНОЙ ТРУБЕ

А. В. Тетерев[1,2], И. М. Козлов[1], Л. В. Рудак[1], Н. И. Мисюченко[1]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Введение. В [1, 2] приведены результаты экспериментальных исследований процесса воспламенения, горения и детонации стехиометрической смеси водорода и кислорода, разбавленной аргоном или азотом, в ударной трубе. Отражающая поверхность измерительной секции ударной трубы в зависимости от условий эксперимента представляла собой плоскую стенку, либо клиновой или конический отражатель. Диаметр внутреннего сечения ударной трубы составлял 76 мм, что позволяло получить практически одномерный поток без существенного влияния пограничного слоя. Параметры горючей смеси в ходе эксперимента определялись с помощью датчиков давления, датчиков тока ионизации и системы регистрирующей свечение рабочего газа вдоль оси ударной трубы и вдоль пограничного слоя, возникающего у поверхности канала. Для минимизации влияния пограничного слоя на результаты измерений эксперименты проводились в смеси разбавленной аргоном или азотом.

Модель воспламенения и детонации. Математическая модель, описывающая течение реагирующей газовой смеси в ударной трубе, представляет собой систему газодинамических уравнений, которая в декартовой системе координат с учетом теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t}+\frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x}+\frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial y}+\frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{U})}{\partial z}=\mathbf{S}(\mathbf{U}), \tag{1}$$

где количество компонент векторов $\mathbf{U},\mathbf{F},\mathbf{G},\mathbf{H}$ и $\mathbf{S}$ определяется количеством уравнений в системе (1), которое, в свою очередь, зависит от используемой физической модели и соответствует числу сохраняемых величин. В нашем случае кроме пяти законов сохранения добавляются еще N уравнений сохранения химических компонент смеси:

$$\mathbf{U}=\begin{bmatrix}\rho\\ \rho u\\ \rho v\\ \rho w\\ \rho E\\ \rho Y_k\end{bmatrix},\quad \mathbf{F}=\begin{bmatrix}\rho u\\ \rho u^2+p\\ \rho uv\\ \rho uw\\ (\rho E+p)u\\ \rho uY_k\end{bmatrix},\quad \mathbf{G}=\begin{bmatrix}\rho v\\ \rho vu\\ \rho v^2+p\\ \rho vw\\ (\rho E+p)v\\ \rho vY_k\end{bmatrix},\quad \mathbf{H}=\begin{bmatrix}\rho w\\ \rho wu\\ \rho wv\\ \rho w^2+p\\ (\rho E+p)w\\ \rho wY_k\end{bmatrix},\quad \mathbf{S}=\begin{bmatrix}0\\ 0\\ 0\\ 0\\ \nabla\lambda\nabla T\\ \rho W_k\end{bmatrix}, \tag{2}$$

где $k=1,...,N$, а ρ – полная плотность газовой среды, которая в общем случае, когда среда представляет собой смесь из N компонент, определяется выражением

$$\rho=\sum_{i=1}^{N}\rho_i. \tag{3}$$

Для замыкания системы уравнений (1)–(3) необходимо задать термическое и калорическое уравнения состояния для каждой компоненты смеси в виде $p_k = p_k(\rho Y_k, T)$ и $\varepsilon_k = \varepsilon_k(\rho Y_k, T)$.

Необходимые зависимости для полных давления, температуры и энергии могут быть получены из системы уравнений

$$p = \sum_k p_k \left(\rho Y_k, T\right), \quad \varepsilon = \sum_k Y_k \varepsilon_k \left(\rho Y_k, T\right).$$

Математическая модель химической кинетики представляет собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений с нелинейными коэффициентами относительно вектора массовых долей реагентов и температуры. Каждое из уравнений системы является законом сохранения соответствующего компонента смеси, реагирующего по закону Аррениуса [3]:

$$\frac{dY_i}{dt} = W_i(T, Y_1, Y_2, ..., Y_N), \quad i = 1, 2, ..., N. \tag{4}$$

Решение системы (4) с учетом закона сохранения энергии дает изменение температуры смеси и ее состава по времени в пределах одного газодинамического шага по времени, поскольку эти уравнения записаны для одного из этапов расщепления полной системы уравнений газовой динамики реагирующих смесей.

Результаты моделирования. Наиболее характерным параметром, определяющим свойства водородосодержащих горючих смесей, является величина задержки воспламенения, которая и определялась в ходе экспериментов, описанных в [1, 2]. Для сравнения результатов компьютерного моделирования с результатами проведенных экспериментов использовалась база данных, которая включает более 250 экспериментов в виде динамических измерений давления на стенках канала ударной трубы, а также данные измерения задержки воспламенения среды в зависимости от ее температуры и плотности. Параметры газа в отраженной ударной волне рассчитывались на основании ударной адиабаты по измеренным скоростям падающей ударной волны. Аналогичные расчеты проводились и при компьютерном моделировании, чтобы определить параметры течения первичной ударной волны. Время индукции, представляющее собой задержку воспламенения, определялось как интервал времени между приходом ударной волны к торцу ударной трубы и моментом воспламенения горючей смеси.

Рассмотрим результаты моделирования воспламенения горючей смеси в ударной трубе для эксперимента № 728 с плоским торцом измерительной секции и для эксперимента № 2 из таблицы 7 работы [2] с клиновым окончанием. Расчеты по моделированию динамики течения горючей смеси с плоским торцевым сечением измерительной секции проводились по одномерной программе, чтобы увеличить пространственное разрешение расчетной сетки, которое для всех подобных вариантов составляло 0,2 мм. В эксперименте № 728 был зафиксирован «сильный» тип воспламенения, при котором детонация горючей смеси возникает практически сразу после отражения ударной волны от торцевой стенки. Сопоставление результатов моделирования с экспериментальными данными можно провести по результатам, приведённым на рис. 1, где изображена динамика давления, зарегистрированная в эксперименте с тремя датчиками давления, расположенными на расстоянии 81,3, 181,3 и 280,8 мм от торца измерительной секции ударной трубы и датчиком на самой торцевой стенке. В этих же точках приведена динамика давления, полученная при компьютерном моделировании. На данном рисунке и далее при сравнении экспериментальных данных с результатами моделирования экспериментальные зависимости изображаются сплошными цветными линиями, а результаты моделирования – штрихпунктирными линиями того же цвета, но более насыщенного оттенка, который соответствует номеру датчика давления.

Перейдем теперь к сопоставлению результатов моделирования с экспериментальными данными. Первое, что нужно отметить – это практически полное совпадение времен прихода отраженной ударной волны, которая в данном случае является детонационной волной. Сов-

падение моментов на датчиках первичной ударной волны очевидно, поскольку она в точности задавалась по данным эксперимента. Для уменьшения времени счета моделирование начиналось, когда ударная волна находилась между вторым и третьим датчиками, именно по времени прихода на третий датчик проводилась синхронизация расчета с экспериментом.

Аналогичная синхронизация была использована и для всех расчетов, описанных далее. Осцилляция давления, наблюдаемая в эксперименте при приходе ударной волны на торец измерительной секции, вызвана либо колебаниями поверхности торца, либо погрешностью работы датчика, или обусловлена некоторой неодномерностью течения при подходе ударной волны к стенке. Задержка времени воспламенении, определенная по результатам моделирования составила 61,6 мкс, что хорошо согласуется с данными эксперимента 62,8 мкс, зафиксированными по динамике давления на торцевом датчике давления. Результат задержки воспламенения по данным свечения Δt = 61,6 мкс говорит о том, что воспламенение произошло чуть раньше вблизи боковой стенки, т. е. в пограничном слое. Отметим также, что все давления в расчете выравниваются, а в эксперименте продолжают осциллировать вблизи этого значения, за исключением давления около второго датчика.

Перейдем к сопоставлению результатов моделирования с экспериментами, которые проводились с измерительной секцией, оканчивающейся заостренной частью в виде клина с углом при вершине равным 90°. Кроме того, в качестве балластного газа в этих экспериментах вместо аргона использовался азот. Поскольку при температурах, возникающих при воспламенении горючей смеси, азот реагирует с продуктами горения, в уравнения химической кинетики были добавлены три реакции, которые по нашему мнению наиболее важны с точки зрения их влияния на температуру смеси.

На рис. 2 приведена экспериментальная и расчетная динамика давления на датчиках для эксперимента № 2 из табл. 7 работы [2]. Изображенные на рис. 2 временные зависимости говорят о несколько меньшей расчетной скорости детонации, нежели в эксперименте. Связано это с грубым пространственным разрешением или с какими-то другими причинами предстоит выяснить в будущем.

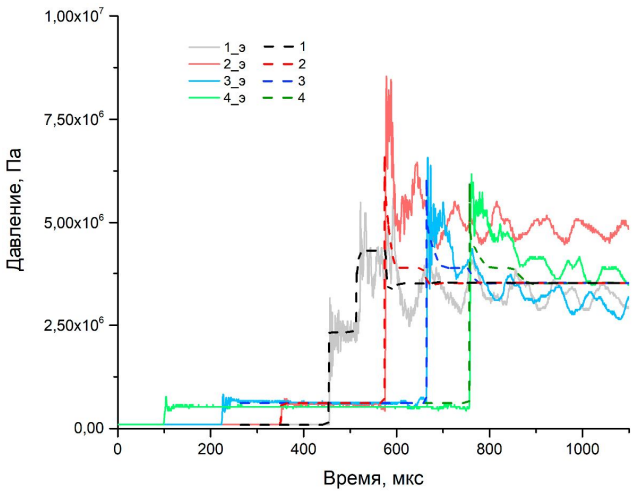


Рис. 1. Динамика давления при нормальном отражении ударной волны в эксперименте № 728

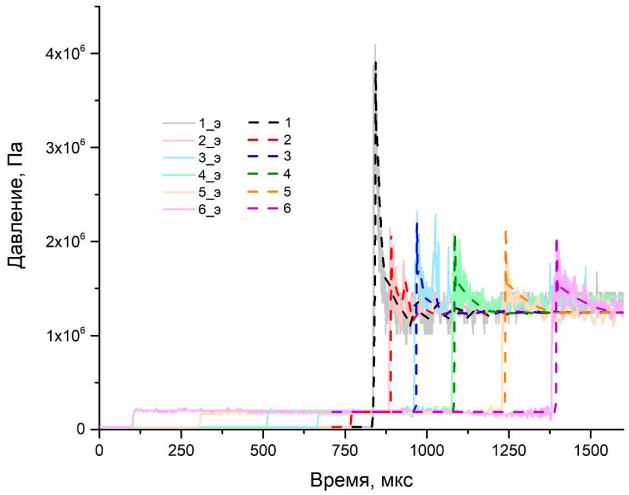


Рис. 2. Динамика давления при отражении от клина ударной волны в эксперименте № 2

Время задержки воспламенения, полученное по изменению температуры в расчете в области конька клина, составило 9,1 мкс, что хорошо согласуется с данными эксперимента, в котором задержка составила 11,5 мкс по свечению радикала OH и 12 мкс по току ионизации. Особенно хорошее количественное соответствие между расчетом и экспериментом наблюдаются в амплитудах давления на фронте детонационной волны при ее проходе практически через все датчики давления.

Качественно одинаковое поведение пульсаций давления в расчете и эксперименте говорит о том, что оно отражает пространственные особенности возникающего течения, имеющего выраженный трехмерный характер.

Заключение. Разработаны физическая, математическая и вычислительная модели горения кислородно-водородной горючей смеси с примесью аргона или азота, на основании которых построен программный комплекс по моделированию конкретной ударной трубы в одномерном, двумерном и трехмерном приближениях. В программное обеспечение заложена возможность использования различных схем прямых и обратных реакций при моделировании химической кинетики. Проведены параметрические расчеты по воспламенению, горению и детонации в соответствии с экспериментальными данными. Результаты моделирования в основном находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Наблюдаемые отличия расчетных величин от экспериментальных зависимостей требуют дальнейших совершенствований физической модели.

Обозначения

U – вектор-столбец сохраняющихся величин; **F**, **B**, **H** – вектор-столбцы потоков соответственно по координатам x, y и z; **S** – вектор источников, ρ – плотность газа, u, v и w – компоненты вектора скорости по x, y и z координатам; E – полная удельная энергия; p – давление; Y_k – массовая доля k-й компоненты вещества, причем $\Sigma Y = 1$ по всем компонентам смеси; $W_k = W_k(T, Y)$ – скорость химического превращения k-го реагента смеси, T – температура, Y – состав смеси, N – число компонентов; λ – коэффициент теплопроводности.

Литература

1. Валидационный базис переходных процессов в горючих газовых смесях. Зеленоград, 2016. – 31 с.
2. База данных для тестирования переходных процессов в реагирующих потоках. Зеленоград. 2016. – 62 с.
3. Пирумов У. Г., Росляков Г. С. Газовая динамика сопел. М.: Наука, 1990. – 368 с.

УДК 536.423: 536.24

СПОСОБЫ РЕГАЗИФИКАЦИИ СЖИЖЕННОГО ПРИРОДНОГО ГАЗА

В. Г. Тонконог, А. Л. Тукмаков, Н. А. Тукмакова, А. А. Ахунов

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия

Природный газ признается перспективным энергоносителем на обозримое будущее. Себестоимость газа значительно ниже себестоимости нефтепродуктов и по этой причине мировое потребление природного газа растет более высокими темпами по сравнению с другими энергоносителями. В мире проводится активная работа по расширению сферы использования природного газа как в стационарных, так и транспортных энергоустановках [1]. Природный газ может транспортироваться, храниться и использоваться как в жидком, так и в газообразном состоянии. Подавляющее число потребителей, за исключением ракетно-космической отрасли, предпочитают использовать природные углеводороды в газообразном состоянии.

В силу различных факторов: экономических, экологических и геополитических возникает необходимость в создании, наряду с трубопроводным транспортом, и других способов доставки углеводородов потребителю, например, морским, железнодорожным или автомобильным транспортом в сжиженном состоянии. Таким образом, оптимальная стратегия на рынке природного газа предполагает ожижение газа, транспортировку и хранение энергоносителя в жидком состоянии и регазификацию при подаче в энергоустановки [2].

Регазификация сжиженного природного газа (СПГ) осуществляется следующими основными способами: путем внешнего подвода энергии в форме тепла или работы; путем использования внутренней энергии жидкости; путем комбинированного воздействия с использованием внутренней энергии жидкости и внешнего подвода тепла [3–6].

Внешний подвод тепла с использованием тепловых ресурсов окружающей среды в виде воздуха, воды или промежуточного теплоносителя, нагреваемого от автономного источника энергии, широко используется на регазификационных терминалах [3]. Устройства такого типа обладают достаточно высокими технико-экономическими характеристиками в режимах постоянной производительности по газу. В энергоустановках, которые работают с переменной нагрузкой, возникают определенные ограничения на применение газификаторов с теплообменниками, атмосферными и прочими, вследствие тепловой инерции теплообменных аппаратов.

Регазификация СПГ путем использования внутренней энергии жидкости может быть осуществлена, например, в процессе адиабатного расширения жидкости. Технологическая схема системы, обеспечивающей хранение криогенных компонентов топлива, его газификацию и управляемую подачу в энергоустановку предлагается в [4]. Согласно [4], регазификация СПГ осуществляется следующим образом. Жидкость из емкости-хранилища поступает под действием давления насыщенных паров или принудительно с помощью насоса в дроссельное устройство; в дроссельном устройстве в процессе адиабатного расширения жидкости давление снижается до величины, равной или меньшей давления насыщенных паров $p < p_s(T_ж)$.

Вследствие падения давления в тракте устройства происходит зарождение и развитие паровой фазы и образование двухфазного парожидкостного потока. Далее двухфазная среда поступает в сепаратор, в котором разделяется на жидкую и паровую фазы. Паровая фаза поступает потребителю, жидкая фаза с помощью насоса возвращается в емкость-хранилище СПГ. Поскольку образование паровой фазы происходит за счет убыли внутренней энергии жидкости, то жидкая фаза в двухфазном потоке будет иметь температуру ниже начальной температуры жидкости. Таким образом, в процессе газификации криогенного топлива осуществляется и его охлаждение, что позволяет уменьшить или полностью исключить дренаж паров криогенного топлива из емкости-хранилища. Рассматриваемый способ регазификации жидкости обладает хорошими динамическими характеристиками, поскольку величиной расхода СПГ через дроссельное устройство легко управлять, изменяя давление на входе в дроссельное устройство или проходное сечение дроссельного канала.

Способ комбинированного воздействия объединяет в себе достоинства как способа внешнего подвода тепла, так и способа использования внутренней энергии жидкости. Технологическая схема способа изложена в [6]. Согласно в [6] при реализации способа осуществляются следующие операции. Жидкость из емкости-хранилища с помощью насоса поступает в теплообменник-подогреватель, где она нагревается до температуры T, равной или меньшей температуры насыщения. Далее жидкость направляется в дроссельное устройство, в котором осуществляется её адиабатное расширение с образованием дисперсного парожидкостного потока. После дроссельного устройства двухфазный поток направляется в теплообменник-испаритель,в котором к потоку подводится определенное количество тепла, достаточное для полного испарения жидкой фазы и обеспечения температуры газа, оговоренной потребителем.

Технологический процесс получения газовой фазы из жидкой, реализующий комбинированное воздействие на рабочее тело осуществляется поэтапно в отдельных функциональных блоках регазификатора. Такой подход позволяет избежать режимов теплообмена, связанных с кризисом теплоотдачи при нагреве жидкостей в рекуперативных теплообменниках, пульсаций расхода и давления в гидравлических магистралях и обеспечивает прогнозируемую, управляемую и безопасную работу регазификатора, в том числе и в режимах переменных нагрузок.

С целью определения характеристик регазификаторов, реализующих способы использования внутренней энергии жидкости и комбинированного воздействия, выполнены численные исследования процессов в дроссельном устройстве и в теплообменнике-испарителе. Для дроссельного устройства определены: расход СПГ в зависимости от температуры и давления жидкости, количество паровой фазы, содержащейся в выходном сечении дроссельного канала, в зависимости от срабатываемого перепада давления. Для теплообменника-испарителя целесообразно использовать схему типа – труба в трубе («труба Фильда») [7]. Такая схема существенно снижает проблемы, связанные с термическими деформациями элементов конструкций теплообменников, работающих при криогенных температурах.

Выполнен расчёт течения дисперсного парожидкостного потока в гидравлическом тракте теплообменника типа «труба Фильда» в осесимметричной постановке. Рассмотрена модель сжижаемого теплопроводного газа – метана с дисперсной фазой, представленной капельными фракциями метана различного размера [8]. Динамика дисперсного парожидкостного потока описывается системой уравнений движения несущей среды и дисперсной фазы.

Несущая среда описывается системой уравнений, куда входят уравнение неразрывности, уравнения сохранения компонент импульса и уравнение сохранения полной энергии. Каждая фракция дисперсной фазы описывается системой уравнений, куда входят уравнение неразрывности для средней плотности, уравнения сохранения компонент импульса и уравнение сохранения тепловой энергии. Учитывается межфазное силовое и тепловое взаимодействие.

Модель динамки дисперсного парожидкостного потока учитывает процессы дробления, коагуляции, прогрева и испарения капель крупных фракций, равновесной конденсации пара и испарения мелкодисперсной фракции. В результате расчётов были выявлены особенности течения – образование двухфракционной смеси (рис. 1) и эффект запирания потока, вызванный интенсивным испарением капель дисперсной фракции на внешней нагретой стенке и сопровождающийся колебаниями поперечного типа (рис. 2).

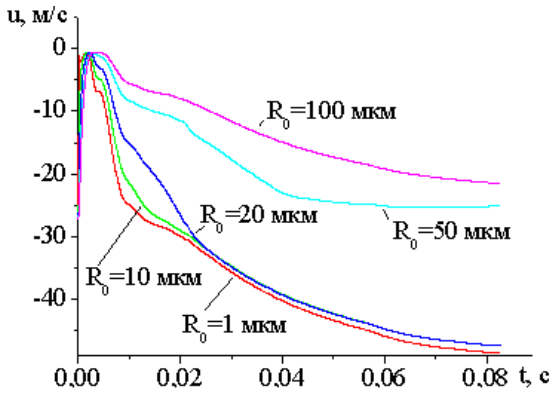


Рис. 1. Зависимость продольной составляющей скорости дисперсных фракций от времени в теплообменнике-испарителе типа «труба Фильда» при температуре внешней стенки T = 162 К

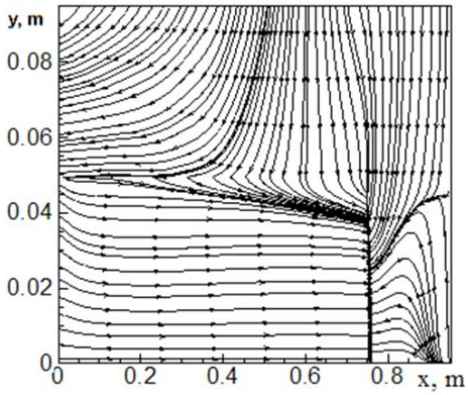


Рис. 2. Линии тока несущей среды в теплообменнике-испарителе типа «труба Фильда» при температуре внешней стенки T = 300 К

Литература

1. Вовк В. С., Новиков А. И., Глаголев А. И. и др. Мировая индустрия и рынки сжиженного природного газа: прогнозное моделирование. М.: Газпром экспо, 2009. – 321 с.
2. Симонов К. В., Майорец М. Сжиженный природный газ – будущее мировой энергетики. М.: Альпина, 2013. – 358 с.
3. Агафонов А., Вербицкий С., Гуменюк А. и др. Оборудование регазификационных терминалов СПГ. Offshore [Russia]. Август 2016. С. 66–72.
4. Тонконог В. Г., Арсланова С. Н. Система подачи криогенного топлива в энергетическую установку. Пат. РФ на изобретение № 2347934. Опубл. 27.02.2009. Бюл. 8.
5. Кудрявцев А. А. Способ газификации сжиженного природного газа в бортовых криогенных системах автотранспортных средств. Пат. № 2293248 РФ. Опубл. 10.02.2007.
6. Тонконог В. Г., Тукмакова Н. А., Тукмаков А. Л. Способ регазификации жидкости и установка для регазификации жидкости. Пат. № 2691863 РФ. Опубл. 18.06.2019. Бюл. 17.
7. Серазетдинов Б. Ф., Серазетдинов Ф. Ш., Тонконог В. Г. Технологический нагреватель. Пат. РФ на изобретение № 2467260. Опубл. 20.11.2012. Бюл. № 32.
8. Тукмаков А. Л., Тукмакова Н. А. Динамика полидисперсной парокапельной смеси с учётом дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара // ТВТ. 2019. Т. 57, № 3. С. 437–445.

УДК 629.7.064

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ И ЗАМЕРЗАНИЯ ЖИДКОСТИ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЁМЕ ПРИ АКУСТИКО-ВАКУУМНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

В. И. Трушляков[1], А. А. Новиков[1], А. В. Паничкин[2], И. Ю. Лесняк[1]

[1]Омский государственный технический университет, г. Омск, Россия
[2]Омский филиал Института математики им. С. Л. Соболева СО РАН, г. Омск, Россия

Параметры акустического воздействия (амплитуда, частота) и внешнее давление в замкнутой ёмкости для большинства технологических процессов определяют эффективность процессов, например, качество осушки, очистки или скорость протекания химических реакций и т. д. Внешнее давление и амплитуда колебаний системы «излучатель–среда» являются взаимосвязанными из-за наличия масс жидкости, ванны и излучателя, а интенсивность кавитационных процессов в жидкости зависит от оптимального соотношения этих параметров. При этом следует отметить, что в ряде работ рассматривают процессы при внешних давлениях от атмосферного и выше, причем оценка уровня воздействия осуществляется путем расчетов процессов формирования кавитационных пузырьков и процесса их развития и влияния на энергетическую эффективность акустического воздействия.

Известны работы в которых рассматривается возможность эффективного применения пониженного внешнего давления для некоторых видов акустических (ультразвуковых) технологий, например, в химической, авиационной и ракетно-космической промышленностях для глубокой осушки и очистки сложных емкостей и т. д.

В предлагаемой работе рассматривается влияние акустического и вакуумного воздействий на температуру жидкости до её замерзания. При разработке физико-математической

модели за основу были приняты следующие термодинамические взаимодействия: а) рассеяние энергии акустического воздействия на составляющие: нагрев (70%) и перемешивание жидкости (30%), б) охлаждение жидкости до замерзания при испарении в объём емкости, из которой откачивается парогазовая смесь.

В физико-математической модели на основе первого закона термодинамики, описывающую процессы, происходящие в замкнутой ёмкости, частично заполненной жидкостью, добавлены уравнения, учитывающие вакуумное и акустическое воздействие на жидкость и образование льда. Участниками теплообмена в рассматриваемой физико-математической модели являются: испаряемая жидкость, парогазовая смесь в замкнутой ёмкости, из которой непрерывно с постоянной объёмной скоростью откачивается парогазовая смесь, система акустического воздействия.

При разработке физико-математической модели приняты следующие допущения:

а) образование льда происходит при температуре в диапазоне 273.13–273.02 К под нижней поверхностью плавающего льда или на поверхности жидкости,

б) начальная величина поверхности замерзания жидкости составляет примерно 0.5–1% от свободной поверхности жидкости;

в) толщина зарождающегося льда определяется из условия использования минимально возможной начальной массы льда и в соответствии с минимальной начальной величиной поверхности замерзания жидкости;

г) увеличение площади поверхности и толщины льда происходит пропорционально увеличению массы льда.

Влияние акустического и вакуумного воздействия на процесс образования льда на поверхности жидкости выражается в изменении температур всех участников тепло- и массообмена.

Граничные условия:

– цилиндрическая ёмкость (ванна) с плоским дном, частично заполнена жидкостью со свободной поверхностью (зеркало),

– акустическое воздействие осуществляется на всю площадь дна ванны,

– вакуумная камера.

Для экспериментального подтверждения был разработан экспериментальный стенд:

– вакуумная камера из нержавеющей стали в виде куба со стороной 0.76 м, толщиной стенок 0.018 м и массой 480 кг,

– акустическое воздействие: амплитуда 2,0 мкм, частота 25 кГц,

– начальная температура 300.85 K, начальная масса жидкости 7 грамм,

– изменение давления с 101 до 0.5 кПа.

Полученные теоретические и экспериментальные результаты показали близкое совпадение фактического и расчётного моментов времени начала замерзания, а также близкое расчётное и экспериментальное значения температур жидкости в процессе эксперимента.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ДЕТОНАЦИОННОГО СЖИГАНИЯ ВОДОРОДА В СОПЛЕ ЛАВАЛЯ НА БОЛЬШИХ ВЫСОТАХ

Ю. В. Туник, В. О. Майоров

НИИ механики МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Известно, что сжигание топлива в стационарной детонационной волне менее эффективно, чем в изоэнтропически заторможенном потоке [1–3]. Однако реализовать такое торможение практически невозможно, оно обязательно сопровождается формированием ударных волн с потерей полного давления. Это оправдывает попытки использования стационарного детонационного горения в прямоточных камерах сгорания, поскольку в этом случае нет необходимости тормозить сверхзвуковой поток до дозвуковой скорости. В [4–8] предлагается рассматривать стационарные детонационные волны, фронт которых имеет наклон к направлению набегающего сверхзвукового потока. Стабилизация детонации произвольной формы в плоском канале исследуется в [9, 10]. В [11–14] показана возможность стабилизации детонационного горения водорода в осесимметричных конвергентно-дивергентных соплах с коаксиальным центральным телом на высотах до 24 км.

В данной работе энергетическая эффективность детонационного горения оценивается по удельной тяге. Генерация тяги при детонационном сжигании водорода в осесимметрином конвергентно-дивергентном сопле получена на высотах до 40 км. Считается, что водородо-воздушная смесь поступает в осесимметричное конвергентно-дивергентное сопло с высокой сверхзвуковой скоростью. Сопло имеет одинаковую площадь сечения на входе и выходе. Инициирование детонационного горения обеспечивает коаксиальное центральное тело в форме «цилиндр–конус» (ЦК) с торцевой наветренной стенкой или тело «конус–цилиндр–конус» (КЦК) с уступом в плоскости соединения головного конуса и цилиндрической части (рис. 1).

Стабилизации детонационного горения способствуют высокие параметры газа за отошедшей ударной волной перед торцевой стенкой центрального тела, а также расширение продуктов горения в дивергентной части сопла. Управление потоком осуществляется путем изменения концентрации водорода в поступающей смеси и положения центрального тела. Базовые параметры сопла такие, как отношение площади входа и выхода к площади минимального сечения, предварительно определяются на основе классической одномерной теории сопла Лаваля. Далее моделирование детонационного горения водородовоздушной смеси проводится на основе двумерных уравнений движения Эйлера для осесимметричного течения многокомпонентного газа с химическими превращениями [15, 16]. Термодинамические параметры газа определяются по приведенной функции Гиббса для компонент смеси [17]. В расчетах используется конечно-разностная схема С. К. Годунова первого порядка точности [18], а также ее модификация второго порядка точности по пространственным переменным на гладких решениях [19].

Отправной точкой для определения формы сопла послужили исследования по детонационному сжиганию водорода в воздухе на высоте 24 км [14]. Стабильное детонационное горение с удельной тягой порядка 2000 с получено в сопле, расширение которого задается числом Маха $M_e = 2.5$. На высоте 30 км при числе Маха набегающего потока $M_0 = 7$ в том же сопле с центральным телом ЦК лишь часть смеси сгорает в детонационном режиме (рис. 2, *а*). Тяга отсутствует. При $M_0 = 9$ максимальное значение удельной тяги 530 с достигается благодаря удачному положению торцевой стенки центрального тела ЦК (рис. 2, *б*).

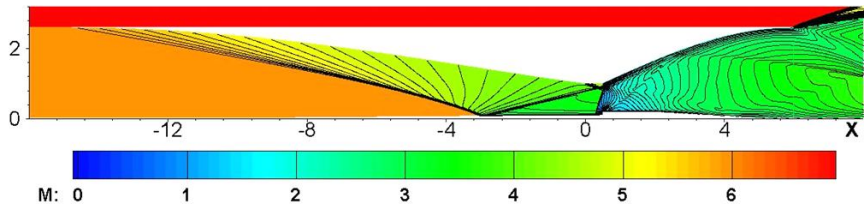


Рис. 1. Течение в сопле с центральным телом КЦК на высоте 24 км при числе Маха набегающего потока, равном 7: линии постоянного числа Маха

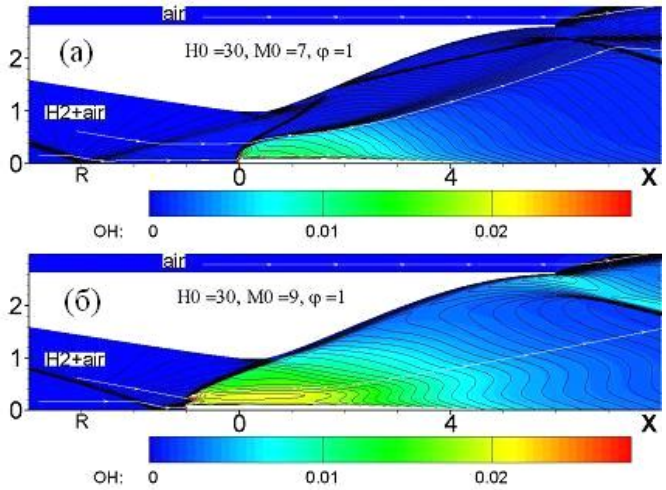


Рис. 2. Течение стехиометрической водородовоздушной смеси в сопле с центральным телом ЦК на высоте 30 км при $M_0 = 7$ (*а*) и 9 (*б*): линии постоянного числа Маха на фоне массовой доли радикала OH

Инициировать и стабилизировать детонационное горение всей смеси удается в сопле с центральным телом КЦК при числе Маха, определяющим отношение максимальной площади сечения сопла к минимальной, $M_e = 3.5$ (рис. 3). На высоте 40 км генерация тяги обеспечивается в сопле, расширение которого задается числом Маха $M_e = 4$. Представленные конфигурации сопловых каналов не являются ни универсальными, ни оптимальными. Тем не менее, в расчетах удельная тяга на высоте 30 км составляет примерно 1400 и 800 с при $M_0 = 7$ и 9 соответственно, а на высоте 40 км – 1100 и 200 с.

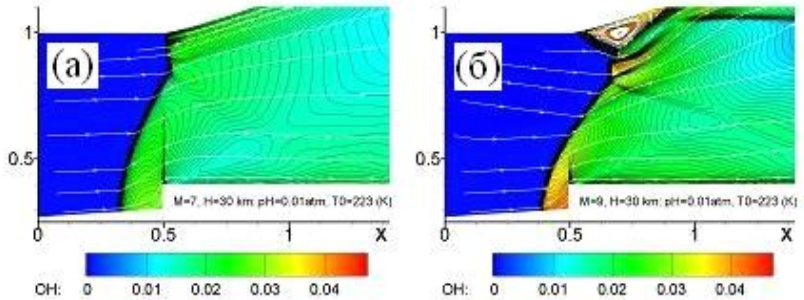


Рис. 3. Детонационное горение стехиометрической смеси в окрестности минимального сечения сопла с $M_e = 3.5$ и центральным телом КЦК на высоте 30 км при $M_0 = 7$ (*а*) и 9 (*б*): линии постоянного числа Маха на фоне массовой доли радикала OH

Таким образом, в работе показана возможность стабильного детонационного горения водородовоздушной смеси, поступающей в осесимметричное сопло Лаваля со скоростью, соответствующей числу Маха от 7 до 9 на высоте от 30 до 40 км. Стабилизация детонационного горения обеспечивается, в первую очередь, за счет предварительного сжатия поступающего сверхзвукового потока в конвергентной части сопла. Рост числа Маха набегающего

потока снижает удельную тягу. Наличие центрального тела «конус–цилиндр–конус» позволяет управлять течением в сопле и корректировать эффективность детонационного горения водорода на больших высотах.

Работа выполнена с использованием суперкомпьютера МГУ «Ломоносов» и технологии распараллеливания «OpenMP».

Литература

1. Зельдович Я. Б. К вопросу об энергетическом использовании детонационного горения // ЖТФ. 1940. Т. 10, № 17. С. 1453–1461.

2. Седов Л. И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1970. Т. 2. – 568 с.

3. Черный Г. Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. – 424 с.

4. Dunlap R., Brehm R. L. and Nicholls J. A. A preliminary study of the application of steady-state detonative combustion to a reaction engine// Jet Propulsion. 1958. Vol. 28, No. 7. P. 451–456.

5. Atamanchuk T., Sislian J. On- and off-design performance analysis of hypersonic detonation wave ramjets // AIAA. 1990. P. 90-2473.

6. Pratt D. W., Humphrey J. W. and Glenn D. E. Morphology of standing oblique detonation waves// J. of Propulsion and Power. 1991. Vol. 7, No. 5. P. 837–845.

7. Menees G. P., Adelman H. G., Cambier J. L. and Bowles J. V. Wave Combustors for trans-atmospheric vehicles // J. of Propulsion and Power. 1992. Vol. 8, No. 3. P. 709–713.

8. Fan H. Y., Lu F. K. Numerical modelling of oblique shock and detonation wave induced in a wedged channel // Proc. Inst. Mech. Engineers. Pt G: J. Aerospace Engineering. 2008. Vol. 222. P. 687–703.

9. Левин В. А., Журавская Т. А. Стабилизация детонационного горения высокоскоростного потока горючей газовой смеси в плоском канале // МЖГ. Изв. РАН. № 2. С. 117–128.

10. Левин В. А., Журавская Т. А. Управление детонационным горением в высокоскоростном потоке газовой смеси // Тр. Математического института им. В. А. Стеклова РАН. 2018. Т. 300. С. 123–134.

11. Туник Ю. В. Численное моделирование детонационного горения водородовоздушных смесей в сопле Лаваля // МЖГ. Изв. РАН. 2010. № 2. С. 107–114.

12. Зубин М. А., Туник Ю. В. О стабилизации детонационного горения водорода в сопле Лаваля // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т. 16, вып. 3.

13. Туник Ю. В. Детонационное горение водорода в осесимметричном сопле Лаваля с центральным телом // ПМТФ. 2016. Т. 57, № 6. С. 3–11.

14. Tunik Yu. V. Control of detonation combustion of rarefied hydrogen-air mixture in a Laval nozzle // Int. J. of Hydrogen Energy. 2018. Vol. 43, No. 41. P. 19260–19266.

15. Азатян В. В., Андрианова З. С., Иванова А. Н. Моделирование ингибирования распространения пламени в водородовоздушной среде // Кинетика и катализ. 2012. Т. 51. № 4. С. 461–468.

16. Азатян В. В., Андрианова З. С., Борисов А. А., Иванова А. Н. Основные реакции, определяющие тепловыделение в процессе горения водорода с кислородом // Кинетика и катализ. 2012. Т. 53, № 6. С. 683–689.

17. Гурвич Л. В., Вейц И. В., Медведев В. А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник. М.: Наука. 1978. Т. 1. Кн. 2. – 327 с.

18. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики // Математический сборник. 1959. Т. 47(89), № 3. С. 271–306.

19. Туник Ю. В. Численное решение тестовых задач на основе модифицированной схемы С. К. Годунова // Журн. вычислит. математики и матем. физики. 2018. Т.58. № 10. С. 1629–1641.

УДК 536.255: 532.546

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТИ В НЕФТЯНОМ ПЛАСТЕ С НЕСОВЕРШЕННЫМ ВСКРЫТИЕМ

А. И. Филиппов, М. Р. Губайдуллин, М. А. Зеленова

Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета, г. Стерлитамак, Россия

Моделирование процессов тепломассопереноса в нефтегазовых пластах представляется одним из актуальных научных направлений, поскольку преобладают тенденции развития методов добычи трудно извлекаемых запасов. Для исследования неравновесных термодинамических процессов в призабойной зоне необходимо развитие методов расчетов полей скорости и давления.

Работа посвящена развитию методов расчетов полей давления и скорости с учетом влияния несовпадения интервала перфорации с границами проницаемого насыщенного пласта. Рассматриваемая задача представляет общенаучный и практический интерес в связи с тем, что измерение профиля притока из пластов является одним из наиболее широко применяемых методов исследования скважин и пластов, а информация, извлекаемая из регистрируемой неравномерности притока, используется для решения ряда геолого-промысловых задач. Однако вклад физических факторов, вызывающих сложное распределение притока по толщине пласта, до настоящего времени не исследован в должной степени, а интерпретация скважинных дебитограмм часто осуществляется на интуитивном уровне.

В рассматриваемом случае движение жидкости в пласте не является одномерным, поэтому одномерные поля течения [1] в таких условиях не позволяют исследовать особенности притока из пласта. Многомерные задачи о притоке жидкости из пласта представляют научный и практический интерес, о чем свидетельствует значительное количество классических и современных работ [2–7]. Ниже на примере простейшей задачи проиллюстрированы наиболее важные эффекты, возникающие в условиях несовершенного вскрытия пластов.

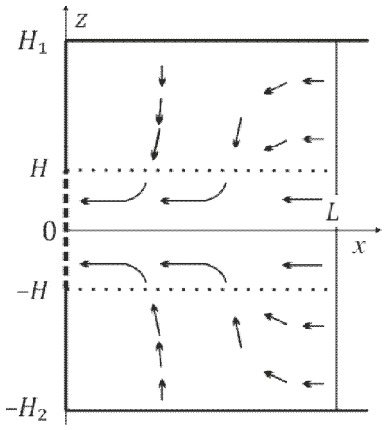


Рис. 1. Геометрия задачи о плоской фильтрации в изолированном пласте с учетом неполноты вскрытия

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Ось z прямоугольной декартовой системы координат ориентирована перпендикулярно слою коллектора нефти и совпадает со стенкой галереи, моделирующей скважину. Полагается, что однородный изолированный изотропный пласт, локализованный в интервале от H_1 до $–H_2$, продуцирует в перфорированном интервале $–H < z < H$ жидкость в режиме заданного перепада давления P_0. Дополнительно считается, что физические параметры среды в диапазоне рассматриваемых перепадов не зависят от давления.

Математическая постановка гидродинамической задачи о поле давления в однородном изотропном изолированном пласте основана на решении уравнения пъезопроводности, которое практически совпадает с соответствующим уравнением теплопроводности

$$m\beta\mu\frac{\partial P}{\partial t} - k\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - k\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = 0, \qquad (1)$$

$$t > 0,\ 0 < x < L, -H_2 < z < H_1.$$

Условия изолированности, в соответствии с законом Дарси, представлены равенствами нулю вертикальных производных давления

$$\left.\frac{\partial P}{\partial z}\right|_{z=H_1} = 0, \quad \left.\frac{\partial P}{\partial z}\right|_{z=-H_2} = 0, \qquad 0 < x < L\,, \qquad t > 0. \tag{2}$$

Начальное и предельное условия представлены тривиальными значениями давления в начальный момент времени и на некоторой удаленной от скважины поверхности $x = L$. Выбор величины L определяется дополнительными условиями

$$P|_{t=0} = 0, \;\; 0 < x < L, \; P|_{x=L} = 0, \qquad t > 0, \qquad -H_2 < z < H_1. \tag{3}$$

В неперфорированных верхнем и нижнем слоях задано условие изолированности

$$\left.\frac{\partial P}{\partial x}\right|_{x=0} = 0, \qquad -H_2 < z < -H, \;\; H < z < H_1, \tag{4}$$

а на границе со скважиной в перфорированном интервале постулируется режим заданного перепада давления

$$P|_{x=0} = P_0, \qquad -H < z < H. \tag{5}$$

Координаты (или компоненты) вектора скорости фильтрации определяются с помощью закона Дарси

$$v_x = -\frac{k}{\mu}\frac{\partial P}{\partial x}, \qquad v_z = -\frac{k}{\mu}\frac{\partial P}{\partial z}. \tag{6}$$

Для изучения полей давления и скорости в условиях, соответствующих неполностью вскрытому пласту и описываемых в задаче (1)–(6), использованы конечно-разностные методы. В основу алгоритма положена наиболее явная схема на равномерной сетке с шагом h_1 по координате x и h_2 – по координате z; шаг по времени принят равным τ. В разностной форме уравнение (1) представлено в виде взаимосвязи значений в следующем временном слое через их величины в предыдущем [8]:

$$P_{i,j}^{k+1} = P_{i,j}^{k} - \frac{k\tau}{m\beta\mu}\frac{P_{i+1,j}^{k} + P_{i-1,j}^{k} - 2P_{i,j}^{k}}{h_1^2} - \frac{k\tau}{m\beta\mu}\frac{P_{i,j+1}^{k} + P_{i,j-1}^{k} - 2P_{i,j}^{k}}{h_2^2}, \tag{7}$$

$P_{i,j}^{k}$ – значения искомого поля давления в узлах равномерной сетки, $i \in [0, N_1]$, $j \in [-N_2, N_2]$, $k \in [0, N_3]$, где $N_1 + 1,\; 2N_2 + 1,\; N_3 + 1$ – количество узлов сетки по осям $x,\; z$ и времени t соответственно.

В сообщении представлены важнейшие результаты вычислительных экспериментов, достоверность которых тщательно проконтролирована. Рассмотрен симметричный случай, когда верхний и нижний неперфорированные интервалы имеют одинаковую толщину. В расчетах приняты значения проницаемости $k = 10^{-14}$ м^2, вязкости $\mu = 6\cdot10^{-3}$ Па·с, сжимаемости $\beta = 10^{-9}$ Па$^{-1}$, пористости $m = 0.1$, депрессии $P_0 = 10^6$ Па.

Рис. 2 иллюстрирует пространственное распределение (*а*) и изолинии (*б*) поля давления в пласте для случая симметричной геометрии вскрытия $H = 2$ м, $H_2 = H_1 = 5$ м при значении времени $t = 3600$ с. Отметим, что возмущения поля давления, вызванные отбором из пласта, соответствуют снижению давления относительно пластового, т. е. имеют отрицательный знак. На рисунке эти значения представлены положительными значениями, т. е. при анализе

графиков следует иметь в виду, что применительно к случаю отбора у возмущений давления изменен знак. Наиболее важным отличием рассматриваемого течения, учитывающего несовпадение интервала перфорации с границами пласта, от течения в однородном изотропном пласте при геометрии, соответствующей идеальной перфорации, является наличие изменений давления в направлении оси *z*. Зависимость поля давления от вертикальной координаты означает наличие фильтрационного потока в поперечном к основному потоку направлении, который при отсутствии мисмач-фактора отсутствует. Это означает, что при рассматриваемом несовпадении интервала перфорации с границами пласта неизбежно возникают межслойные перетоки как в перфорированном интервале, так и в невскрытых толщинах.

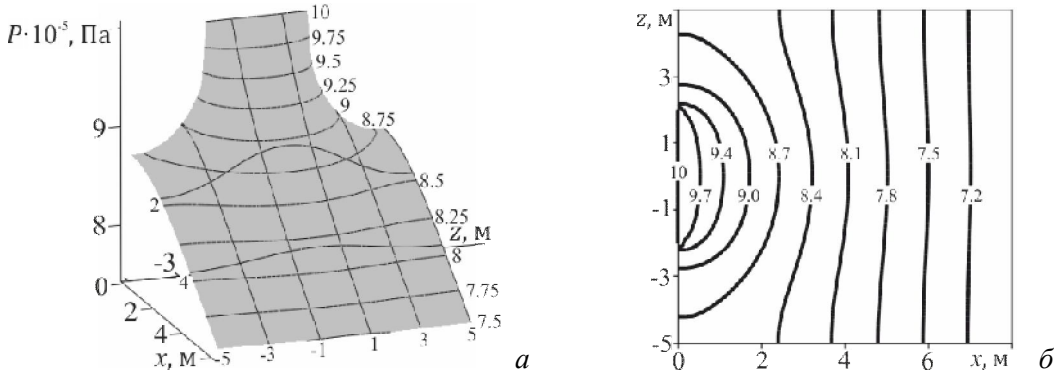


Рис. 2. Пространственное распределение (*а*) и линии уровня (*б*) поля давления при $t = 3600$ с

Итак, несовпадение интервала перфорации с границами пласта приводит к возникновению перетоков как из неперфорированных слоев пласта к перфорированной зоне, так и поперечных потоков в перфорированном слое. Вычислительные эксперименты показывают, что при приближении границ интервала перфорации к границам пласта зависимости поля давления от вертикальной координаты, а, следовательно, и поперечные межслойные перетоки, исчезают.

На рис. 3 изображены пространственное распределение вертикальной (*а*) и горизонтальной (*б*) компонент скорости в пласте для тех же условий, что и на рис. 2. Наличие ненулевых значений вертикальной компоненты скорости в области $x < 6$ м отличает течение в пласте с реальной и идеальной (или совершенной) перфорацией. В однородном совершенно перфорированном пласте вертикальная компонента всегда равна нулю.

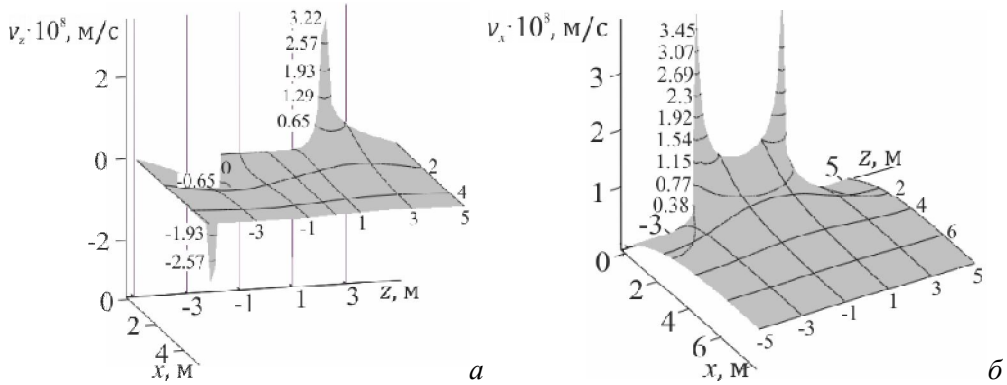


Рис. 3. Вертикальная (*а*) и горизонтальная (*б*) компоненты скорости – при закачке (или ее абсолютное значение – при отборе)

Осуществленные вычислительные эксперименты на основе конечно-разностной модели плоского течения позволили выявить важные особенности формирования профиля притока в однородном изотропном изолированном пласте, вызванные фактором несовпадения.

Модель предсказывает, что в режиме постоянной депрессии в однородном пласте, границы которого не совпадают с интервалом перфорации, возникают вертикальные фильтрационные межслойные перетоки. Область течения при этом включает две зоны. В дальней зоне поле скоростей фильтрации имеет в любом z-сечении только один максимум. При переходе в ближнюю зону максимум поля скорости дальней зоны делится на два расходящихся. Эти максимумы при дальнейшем, возрастая при приближении к скважине, сливаются с границами интервала перфорации.

Описанные особенности течения имеют результатом неравномерный профиль притока в интервале перфорации, причем минимальные значения удельного притока наблюдаются в центре пласта, а максимальные – на границе интервала перфорации. Причиной такого распределения являются вертикальные межслойные перетоки, неизбежно возникающие вследствие несовпадения интервала перфорации с границами пласта – одного из факторов несовершенства вскрытия. Предсказываемые на основе численного эксперимента особенности профиля притока в несовершенно вскрытом пласте важно учитывать при интерпретации скважинных дебитограмм. В случае пластов с водонефтяным контактом, когда перфорация осуществляется только в кровельной части, созданная конечно-разностная модель может быть использована в таких условиях для прогноза обводнения продукции. Практическое использование выявленных закономерностей позволит усовершенствовать методику интерпретации скважинных дебитограмм и развить технологию нефтеизвлечения.

Литература

1. Щелкачев В. Н. Уточнение вывода основных динамических уравнений теории фильтрации // Изв. ВУЗов. Нефть и газ. 1961. № 2. С. 87–93.

2. Морозов П. Е. Полуаналитическое решение задачи нестационарного притока жидкости к несовершенной скважине // Учен. зап. Казанского ун-та. Серия: физико-матем. науки. 2017. № 3. С. 340–353.

3. Filippov A. I., Gubaidullin M. R., Akhmetova O. V. Pressure field in the process of radial filtration in a nonuniform orthotropic stratum in the asymptotic approximation // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2015. Vol. 88, Iss. 6. P. 1329–1340.

4. Filippov A. I., Akhmetova O. V., Filippov I. M. Filtration pressure field in an inhomogeneous bed in constant drainage // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2012. Vol. 85, No. 1. C. 1–18.

5. Akhmetova O. V., Filippov A. I., Filippov I. M. Quasi-steady-state pressure fields in linear flow through a porous inhomogeneous anisotropic reservoir in the asymptotic approximation // Fluid Dynamics. 2012. Vol. 47. Iss. 3. P. 364–374.

6. Yeh H. D., Chang Y. C. Recent advances in modeling of well hydraulics // Adv. Water Resour. 2013. Vol. 51. P. 27–51.

7. Yang S. Y., Yeh H. D. A general semi-analytical solution for three types of well tests in confined aquifers with a partially penetrating well // Terr. Atmos. Ocean Sci. 2012. Vol. 23, No. 5. P. 577–584.

8. Ши Д. Численные методы в задачах теплообмена. Пер. с англ. М.: Мир, 1988. – 544 с.

УДК 532.546

ФИЛЬТРАЦИОННЫЕ ПОЛЯ ДАВЛЕНИЯ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ СКВАЖИННЫХ УСЛОВИЙ

А. И. Филиппов, Н. А. Унщиков

Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета, г. Стерлитамак, Россия

Моделирование полей давления при фильтрации флюида является основой для расчета процесса отбора (или закачки) жидкости или газа в подземные горизонты. Результаты моделирования могут быть использованы в нефтегазовой промышленности, гидрогеологии и экологии, а также при захоронении химически активных или радиоактивных растворов [1–3, 11, 13–17].

Задача сводится к отысканию полей давления и скорости в нефтегазовом пласте на основе решения уравнения пьезопроводности, совпадающего с точностью до обозначений с уравнением теплопроводности. По этой причине полученные решения могут быть использованы также для расчетов полей температуры в соответствующих условиях.

Вызов притока из пласта осуществляется путем отбора жидкости из скважины. В результате гидростатическое давление в скважине снижается и возникает приток жидкости из пласта. В силу условий формирования реальные пласты обладают слоистой неоднородностью. Если ось z декартовой системы направить в поперечном к слоям направлении, то радиальная проницаемость является функцией координаты z: $k = k(z)$ компонента поля скорости представится в виде

$$v = -\frac{k(z)}{\mu}\frac{\partial P}{\partial r}.$$

Эта компонента определяет поступление жидкости в скважину через интервал перфорации, а поступающий из пласта в скважину объем жидкости за время dt составит

$$dD = -\frac{2\pi r_0}{\mu}\int_{-h}^{h} k(z)\frac{\partial P}{\partial r}\Big|_{r=r_0} dzdt.$$

Часть поступающей жидкости извлекается из скважины. Если дебит жидкости, обеспечиваемый насосом, составляет Q, то часть притока из пласта, расходующаяся на изменение уровня, составит $-d(D+Q)$, а изменение уровня жидкости в скважине равно

$$dh = -\frac{1}{S}(dD + Qdt),$$

где S – площадь сечения заполняемого пространства. Соответствующее изменение гидростатического давления в скважине выразится как

$$dP = \rho g dh = -\frac{\rho g}{S}(dD + Qdt).$$

Используя соответствующее выражение для притока из пласта, представим это балансовое соотношение в виде уравнения для давления в скважине

$$\frac{\partial P}{\partial t} - \frac{2\pi}{\mu}\frac{\rho g}{S}\int_{-h}^{h} k(z)\left(r\frac{\partial P}{\partial r}\right)\Big|_{r=r_0} dz = -\frac{\rho g}{S}Q. \qquad (1)$$

Известно, что в нулевом асимптотическом приближении, квазистационарном случае, в идеально перфорированном пласте и т. п., поле давления не зависит от вертикальной координаты, т. е. не зависит от координаты z. В этом случае уравнение (1) упрощается, поскольку интеграл можно представить через среднее интегральное значение проницаемости $\langle k \rangle$

$$\frac{\partial P}{\partial t} - \frac{4\pi h\langle k\rangle}{\mu}\frac{\rho g}{S}\left(r\frac{\partial P}{\partial r}\right)\Big|_{r=r_0} = -\frac{\rho g}{S}Q. \tag{2}$$

С использованием критериев

$$P = \frac{P_d}{P_0}, \qquad r = \frac{r_d}{r_0}, \qquad t = \frac{\varkappa t_d}{r_0^2}, \qquad \beta = \frac{4\pi h\langle k\rangle}{\mu\varkappa}\frac{\rho g r_0^2}{S}, \qquad q = \frac{\rho g r_0^2}{S\varkappa}Q \tag{3}$$

уравнение (2) записывается как

$$\frac{\partial P}{\partial t} - \beta\left(r\frac{\partial P}{\partial r}\right)\Big|_{r=1} = -q. \tag{4}$$

Если дополнительно ввести переменную $x = \ln r$, то уравнение (4) приводится к виду, описывающему плоское течение

$$\frac{\partial P}{\partial t} - \beta\frac{\partial P}{\partial x}\Big|_{x=0} = -q. \tag{5}$$

Значение осуществленных преобразований заключается в том, что они позволяют осуществить сопоставление плоского и радиального течения в режиме заданной депрессии. Такое сопоставление представляется важным, поскольку при построении аналитических решений задач для радиального течения возникают существенные трудности, связанные с тем, что предельный случай бесконечно тонкой скважины в режиме заданной депрессии не имеет физического и математического смысла.

Для упрощения рассмотрим частный случай одномерного аксиально симметричного радиального течения в пласте. В указанных переменных уравнение пъезопроводности для радиального течения приводится к виду

$$\frac{\partial P}{\partial t} - e^{-2x}\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = 0,\ x > 0. \tag{6}$$

Это уравнение при малых значениях x совпадает с уравнением для плоского течения, поэтому задача для радиального течения может быть сведена в рамках указанных приближений к плоской задаче вида

$$\frac{\partial P}{\partial t} - \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = 0,\ x > 0,\ t > 0, \tag{7}$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} - \beta\frac{\partial P}{\partial x}\Big|_{x=0} = -q,\ t > 0,\ x = 0, \tag{8}$$

$$P|_{t=0} = 0,\ P|_{x\to\infty} \to 0,\ \frac{\partial P}{\partial x}\Big|_{x\to\infty} \to 0. \tag{9}$$

Задача (7)–(9) представляет точную постановку для одномерного плоского течения жидкости или газа в пласте с учетом влияния скважины или приближенную постановку для одномерного радиального течения. Отметим, что рассматриваемая приближенная постановка

учитывает основную часть геометрического фактора, поскольку линейная координата выражается через логарифм радиальной. Более точный учет геометрического фактора может быть осуществлен не только на основе численных алгоритмов, но и на основе построения более высоких приближений асимптотических разложений уравнения (6) [4–17].

Аналитическое решение задачи осуществлено на основе преобразования Лапласа–Карсона. Рассматриваемая задача в пространстве изображений сводится к нахождению регулярного на бесконечности решения задачи

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - pP = 0,\ x > 0, \qquad pP - \beta \frac{\partial P}{\partial x}\Big|_{x=0} = -q,\ x = 0.$$

Решение первого уравнения представим как $P = P(x=0)\exp\left(-x\sqrt{p}\right)$, тогда уравнение для $P(x=0)$ представится с помощью (2) в алгебраической форме $\left(p + \beta\sqrt{p}\right)P(x=0) = -q$, с помощью которого искомое решение в пространстве изображений представится как

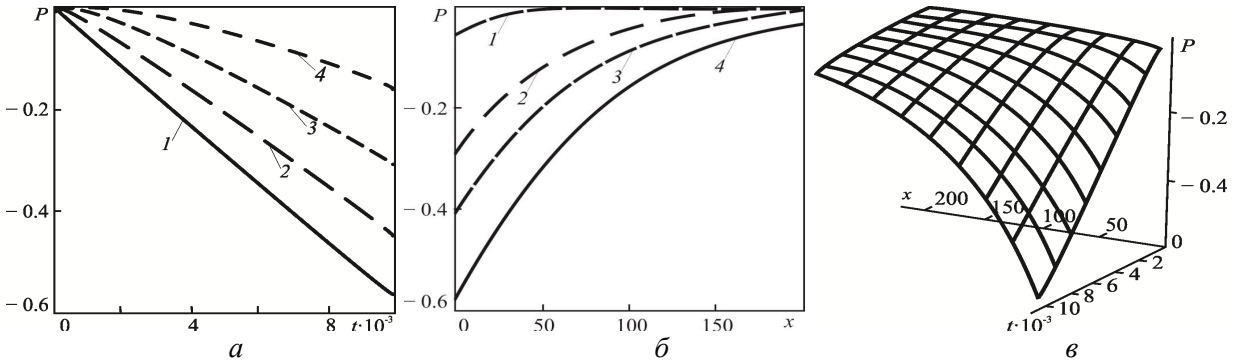
$$P = -\frac{q}{p + \beta\sqrt{p}}\exp\left(-x\sqrt{p}\right) = -\frac{q}{\beta}\left(\frac{1}{\sqrt{p}} - \frac{1}{\sqrt{p} + \beta}\right)\exp\left(-x\sqrt{p}\right).$$

Оригинал решения получен с помощью известных операционных соотношений и представлен как

$$P = -\frac{q}{\beta}\left[2\sqrt{\frac{t}{\pi}}e^{-\frac{x^2}{4t}} - \left(x + \frac{1}{\beta}\right)erfc\left(\frac{x}{2\sqrt{t}}\right) + \frac{1}{\alpha}e^{\beta x + \beta^2 t}erfc\left(\frac{x}{2\sqrt{t}} + \beta\sqrt{t}\right)\right]. \tag{10}$$

Полученное решение предоставляет возможности для исследования пространственно-временных распределений давления в нефтегазовых пластах при добыче нефти и газа.

На рисунке представлены графические зависимости давления от времени в различных точках пласта (*а*), от пространственной координаты в различные моменты времени (*б*). Рисунок (*в*) иллюстрирует поля давления в трехмерном виде. В расчетах принято значение $\beta = 10^{-6}$, что соответствует наиболее типичным параметрам пласта. P_0 принято таким, чтобы приводимые на рисунках значения давления изменялись в пределах до минус единицы.



а *б* *в*

Пространственно-временные распределения давления в однородном нефтегазовом пласте в безразмерных координатах при малых значениях времени после пуска насоса

Из кривых, приведенных на рисунке, следует, что поддержание постоянной производительности насоса сопряжено с монотонным снижением давления в скважине и соответствующим снижением уровня жидкости в скважине. Полученное решение применимо до тех пор, пока уровень жидкости снижается до приема насосно-компрессорных труб. Далее реализуется режим, близкий к режиму заданной депрессии, который также обсуждается в сообщении.

Обозначения

P – давление, Па; P_0 – нормировочное значение давления, Па; h – полутолщина продуктивного пласта, м; k – проницаемость, м^2; r_0 – радиус скважины в перфорированном интервале, м; Q – объемный дебит скважины м^3/с; t – время, с; S – площадь заполняемого сечения скважины, м^2; μ – вязкость жидкости, Па·с; ρ – плотность флюида, кг/м^3; $\varkappa$ – пьезопроводность пласта, м^2/с.

Литература

1. Щелкачев В. Н., Лапук Б. Б. Подземная гидравлика. Москва–Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. – 736 с.

2. Чарный И. А. Подземная гидродинамика. М.: Гостоптехиздат, 1963. – 396 с.

3. Чекалюк Э. Б. Основы пьезометрии залежей нефти и газа. Киев: ГИТЛ УССР, 1965. – 286 с.

4. Найфэ А. Х. Методы возмущений; пер. с англ. А. А. Меликяна, А. А. Миронова / Под ред. Ф. Л. Черноусько. М.: Мир, 1976. – 426 с.

5. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука, 1974. – 408 с.

6. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости; пер. с англ. В. А. Смирнова / Под ред. А. А. Никольского. М.: Мир, 1967. – 426 с.

7. Маслов В. П. Теория возмущений и асимптотические методы. М.: МГУ, 1965. – 553 с.

8. Моисеев Н. Н. Асимптотические методы нелинейной механики. М.: Наука, 1969. – 345 с.

9. Селиванов В. В., Зарубин В. С., Ионов В. Н. Аналитические методы механики сплошной среды. М.: МГТУ им. Баумана, 1994. – 384 с.

10. Баранцев Р. Г., Энгельгарт В. Н. Асимптотические методы в механике газа и жидкости. Л.: ЛГУ, 1974. – 124 с.

11. Филиппов А. И., Михайлов П. Н. Асимптотические методы в скважинной теплофизике. Уфа: Гилем, 2013. – 384 с.

12. Boas Mary L. Mathematical methods in the physical sciences. John Wiley & Johns, Inc. Canada. 1983. –743 p.

13. Ахметова О. В., Филиппов А. И., Филиппов И. М. Квазистационарные поля давления при линейной фильтрации в неоднородном анизотропном пласте в асимптотическом приближении // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2012. № 3. С. 89–100.

14. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Ковальский А. А. Метод покоэффициентного осреднения в задаче о ламинарном течении газа в скважине // Прикладная механика и техническая физика. 2018. № 1. С. 71–82.

15. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Ковальский А. А. Задача о радиальной фильтрации в полубесконечных массивах, разделенных пластом с отличающимися свойствами // Прикладная физика и математика. 2017. № 3. С. 18–28.

16. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Губайдуллин М. Р. Поле давления при радиальной фильтрации в неоднородном ортотропном пласте в асимптотическом приближении // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 6. С. 1285–1297.

17. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Филиппов И. М. Фильтрационное поле давления в неоднородном пласте при постоянном отборе // ИФЖ. 2012. Т. 85, № 1. С. 1052–1064.

УДК 536.248.2

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ В ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ

И. М. Черника, М. К. Болога, И. В. Кожевников, О. В. Моторин

Институт прикладной физики, г. Кишинев, Республика Молдова

В последнее время проявляется растущий интерес к исследованиям интенсификации тепло- и массообмена при кипении в электрогидродинамическом (ЭГД) потоке [1–3]. Подобные исследования стимулируются необходимостью разработки замкнутых электрогидродинамических систем активного регулирования для охлаждения и термостабилизации теплообменных аппаратов [3].

Работа посвящена экспериментальному исследованию теплообмена при кипении под воздействием электрогидродинамического потока, создаваемого высоковольтным перфорированным электродом. Исследовано влияние напряженности внешнего электрического поля и межэлектродного расстояния на основные характеристики теплообмена при кипении. Рабочей жидкостью служил гексан с температурой кипения 68,7 °С, относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon/\varepsilon_0 = 1{,}88$ и удельной электрической проводимостью $\sigma = 10$пС/м, а теплоотдающим элементом – горизонтальная трубка (из нержавеющей стали) наружным диаметром 4 мм и длиной 80 мм, нагрев которой осуществлялся прямым постоянным током. Высоковольтный электрод в виде медной изолированной проволоки диаметром 1,5 мм с поперечными насечками, обращенными к поверхности нагрева, расположен параллельно ей сверху. Расстояние между электродами – наименьшее расстояние между наружными стенками электродов – варьировалось от 0,5 до 4,0 мм. Подаваемое электрическое напряжение изменялось скачкообразно до 20 кВ.

Экспериментальные зависимости коэффициента теплоотдачи α от плотности теплового потока q при различных напряженностях поля показывают (рис. 1), что чем больше q, тем интенсивнее образование пузырьков пара и кипение жидкости, выше значение коэффициента теплоотдачи, которые увеличиваются с ростом напряженности поля при тех же плотностях теплового потока. Более выраженное влияние поля на интенсивность теплоотдачи наблюдается при умеренных плотностях теплового потока.

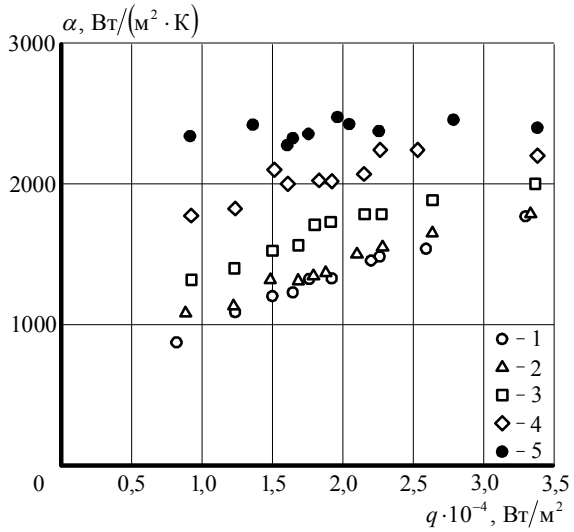


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи α от плотности теплового потока q при различных напряженностях поля: 1 – E = 0 кВ/см; 2 – 25; 3 – 37,5; 4 –50; 5 – 62,5

Определено оптимальное расстояние между поверхностью нагрева и перфорируемым электродом, составляющее 2,5–3,2 мм (рис. 2). Интенсивность теплообмена в межэлектродном промежутке во многом определяется взаимодействием пульсационного движения жидкости, вследствие парообразования, и возмущений потока жидкости, обусловленных электроконвективными силами. При межэлектродных расстояниях порядка 1,5–2,8 мм электроконвекция происходит в пределах перегретого слоя, вблизи поверхности нагрева, где температура омываемой жидкости практически равна температуре стенки поверхности теплообмена. В межэлектродном промежутке, за счет разности диэлектрической проницаемости жидкости и пара, пузыри достаточно хорошо удаляются от поверхности нагрева. При расстоянии меньше и больше оптимального баланс сил нарушается, что отрицательно сказывается на условия теплообмена.

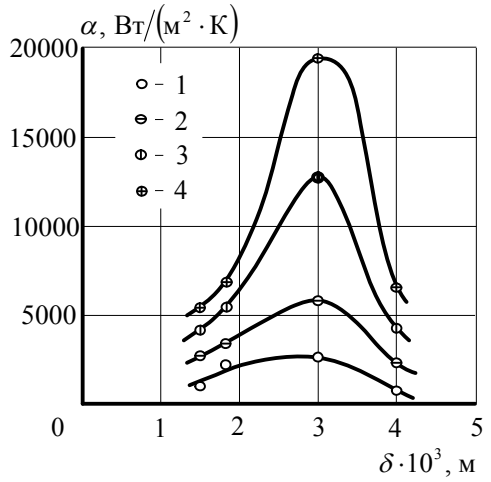


Рис. 2. Влияние межэлектродного расстояния δ на интенсивность теплоотдачи α при тепловой нагрузке q = 9800 Вт/м^2: 1 – U = 0 кВ; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 12,5

П–методом теории размерностей проведена оценка интенсивности теплообмена при кипении гексана в отсутствии электрического поля и получена обобщающая расчетная зависимость для коэффициента теплоотдачи

$$\alpha_0 = \sqrt[3]{C_0 \left(\rho' - \rho''\right) q^2}\, \frac{c'_p}{r}, \qquad (1)$$

где C_0 – эмпирический коэффициент, зависящий от рода жидкости и состояния теплоотдающей поверхности.

В координатах формулы (1) дано сопоставление данных с расчетами, выполненными по известным формулам Розенау [4], Кружилина [5], Лабунцова [5] и Кутателадзе [5] (рис. 3). Вычисления производились с использованием теплофизических свойств насыщенного гексана. Значение константы C уравнения Розенау принято C = 0,01 [4], а формулы (1) – $C_0 = 7 \cdot 10^{-5}$. Из сопоставления следует, что формулы (1) и Кутателадзе дают практически одинаковые результаты. Несколько завышенные значения коэффициента теплоотдачи соответствуют формулам Кружилина, Лабунцова и Розенау в области умеренных и больших тепловых потоков. В целом, с приемлемой для практики точностью, расчетные данные по вышеприведенным формулам удовлетворительно согласуются. Также на рис. 3 приведено сравнение результатов опытов по теплоотдаче при кипени гексана, н-гексана и н-пентана [1, 2, 6–8] при атмосферном давлении с расчетами по приведенной выше формуле. Данные по формуле (1) и формуле Кутателадзе вполне удовлетворительно согласуются с результатами для различных жидкостей. Расчеты по остальным трем формулам совпадают с опытными данными в области умеренных тепловых потоков. Хорошее согласование экспериментальных данных, полученных нами и другими авторами, имеется для гексана и н-гексана [6, 7].

Безразмерный коэффициент теплоотдачи при кипении в электроконвективном потоке $\mathrm{Nu_e}$ представлен в виде суммы слагаемых

$$\mathrm{Nu_e} = \mathrm{Nu_0} + \Delta\mathrm{Nu}, \qquad (2)$$

где $\mathrm{Nu_0}$ – число Нуссельта в отсутствии электрического поля, ΔNu – приращение числа Нуссельта под воздействием ЭГД потока.

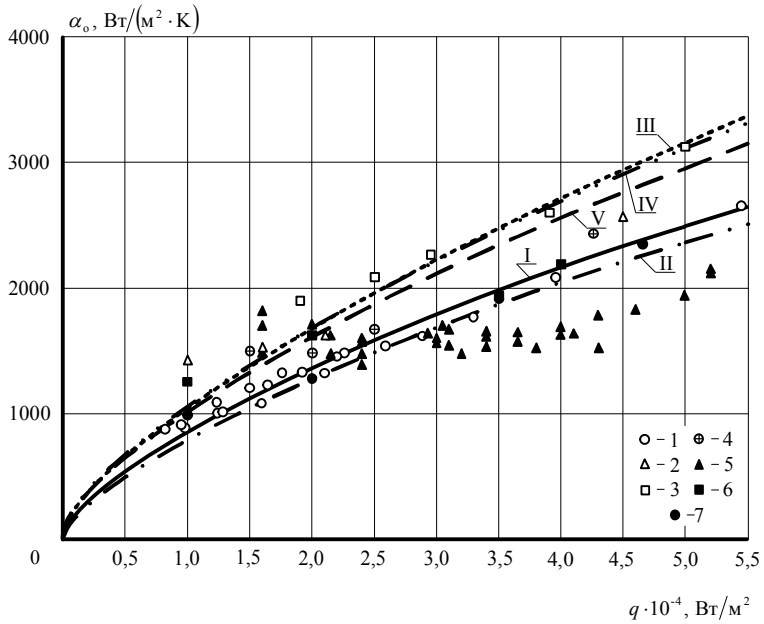


Рис. 3. Сравнение расчетной зависимости (1) с известными формулами (I – расчет по формуле (1); II – расчет по формуле Кутателадзе; III – расчет по формуле Кружилина; IV – расчет по формуле Розенау; V – расчет по формуле Лабунцова) и с результатами экспериментов (1 – гексан; 2 – н-гексан (R_a = 0,52 мкм) [6]; 3 – н-гексан (R_a = 1,17 мкм) [6]; 4 – н-гексан (R_a = 0,89 мкм) [6]; 5 – гексан [7]; 6 – н-пентан [2]; 7 – н-пентан [8]).

Для оценки интенсивности теплообмена при кипении в отсутствии электрического поля использовалась формула (1). Влияние электроконвективного потока аппроксимировано степенной зависимостью [1, 2]

$$\Delta\mathrm{Nu} = A\left(\mathrm{El}'\mathrm{Pr}\right)^p . \tag{3}$$

Значения коэффициента A и показателя степени p в формуле (3) определялись сравнением экспериментальных данных ΔNu с величинами произведения $\mathrm{El}'\mathrm{Pr}$, рассчитанных по электрическим и тепловым свойствам диэлектрической жидкости.

Обобщение экспериментальных данных по теплообмену при кипении в электроконвективном потоке приводит к критериальному уравнению

$$\mathrm{Nu}_e = C\,\mathrm{Re}^{2/3}\,\mathrm{Ar}^{1/3}\,\mathrm{Pr} + A\left(\mathrm{El}'\mathrm{Pr}\right)^p , \tag{4}$$

где для гексана константы $A = 1{,}6\cdot10^{-18}$, $C = \sqrt[3]{C_0\left(\rho''/\rho'\right)^2} = 1{,}34\cdot10^{-3}$ и показатель степени $p = 2$.

Результаты расчета по формуле (4) сравнивались с опытными данными и подавляющее большинство – 95% вычисленных значений согласуются с расхождением ±25%, а для 5% сходимость составляет ±35%.

Таким образом, формулы (1) и (4) удовлетворительно отражают основные особенности процесса кипения в большом объеме и с приемлемой для практики точностью совпадают с экспериментальными данными. Поэтому они могут быть использованы и в случае других диэлектрических теплоносителей, при этом константы и показатель степени будут иметь другие значения.

Проведенные исследования показали, что закономерности теплообмена при кипении в электрогидродинамическом потоке имеют ряд особенностей. Наиболее важной из них является увеличение коэффициента теплоотдачи за счет направленного движения электрогидродинамического потока жидкости к теплообменной поверхности. Для выяснения физики

процесса кипения и оптимизации теплообмена необходимы более ясные представления об особенностях поступления жидкости к поверхности нагрева, в связи с чем, основное внимание должно быть уделено изучению гидродинамики, влияния геометрии и размещения электродов.

Обозначения

α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); q – плотность теплового потока, Вт/м^2; T_{cm} – температура стенки, К; T_s – температура насыщения жидкости, К; p – давление, Па; U – напряжение электрического тока, кВ; E – напряженность электрического поля, кВ/см; ρ′, ρ″ – плотность жидкой и паровой фаз на линии насыщения, кг/м^3; c'_p – удельная изобарная теплоемкость жидкой фазы, Дж/(кг·К); r – скрытая теплота парообразования, Дж/кг; Nu = $\alpha L/\lambda'$ – число Нуссельта испарения; Re = $qL/r\rho''\nu'$ – число Рейнольдса испарения; Pr = = $\rho' c'_p \nu'/\lambda'$ – число Прандтля жидкой фазы; Ar = $r^{1/2}/\nu'(\rho' - \rho'')/\rho' L$ – число Архимеда испарения; $L = [\sigma/g(\rho' - \rho'')]^{1/2}$ – постоянная Лапласа.

Литература

1. Zaghdoudi M. C., and Lallemand M. Nucleate pool boiling under DC electric field // Experimental Heat Transfer. 2001. No. 14. P. 157–180.

2. Zaghdoudi M. C., and Lallemand M. Pool boiling heat transfer enhancement by means of high DC electric field // Arabian J. for Science and Engineering. 2005. Vol. 30, No. 2. P. 189–212.

3. Черника И. М., Болога М. К., Мардарский О. И., Кожевников И. В. Особенности теплообмена при пузырьковом кипении в электроконвективном потоке // Электронная обработка материалов. 2019. Т. 55, № 2. С. 44–51.

4. Rohsenow W. M. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids // Trans. ASME. 1952. No. 74. P. 969–976.

5. Ковалев С. А., Леонтьев А. И. Достижения российских ученых в области исследования теплообмена при кипении // ТВТ. 1999. Т. 37, № 6. С. 989–997.

6. Benjamin R. J., Balakrishnan A. R. Nucleation site density in pool boiling of saturated pure liquids: effect of surface microroughness and surface and liquid physical properties // Experimental Thermal and Fluid Science. 1997. No. 15. P. 32–42.

7. Bon B. The role of surface microstructure and topography in pool boiling heat transfer: Dissertation. University of Florida. 2011. – 249 p.

8. Cardoso E. M., Passos J. C., and Stutz B. Confined boiling of the n-pentane in a horizontal space // Proc. of the 7th ECI Intern. Conf. on Boiling Heat Transfer (ICBHT 2009). Florianopolis, Santa Catarina, Brazil, 2010. P. 144–150.

УДК 621.3.035.183

РАСЧЕТ ПРОФИЛЯ ПАРОГАЗОВОЙ ОБОЛОЧКИ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОЛИТНОГО НАГРЕВА

С. Ю. Шадрин

Костромской государственный университет, г. Кострома, Россия

Пленочное кипение жидкостей сопровождает многие технические системы. По этой причине остаются актуальными исследования закономерностей устойчивости пленочного кипения на полусферических нагревателях [1] или в жидкостях, содержащих наночастицы [2]. Помимо этого существуют процессы, в которых аналог пленочного кипения играет системообразующую роль, например, разнообразные варианты электролитно-плазменной обработки металлов и сплавов. Когда напряжение на электролизере достигает критического значения, вокруг металлического электрода образуется паровая пленка, которая отделяет его от электролита [3]. Паровая пленка возникает в результате локального вскипания электролита вблизи электрода с меньшей площадью поверхности и становится нагревающим элементом, обладающим наибольшим электрическим сопротивлением [3]. Аналогия с пленочным кипением подтверждается падением тока и резким повышением температуры электрода. При наличии сплошной паровой пленки из-за отсутствия прямого контакта с электролитом металлический анод может быть нагрет до температуры в несколько сотен градусов, что позволяет проводить различную химико-термическую обработку.

В настоящее время установлены некоторые закономерности теплообмена в трехфазной системе электролит–паровая пленка–электрод: определены действующие в паровой пленки тепловые потоки [4], разработаны модели расчета температуры нагрева малых образцов [5], показано влияние удельной теплопроводности нагреваемого металла на характеристики теплообмена [6]. В простейшем случае предполагается, что профиль паровой пленки описывается зависимостью, установленной для пленочного кипения на вертикальной поверхности [3]. Такой подход не учитывает выделение энергии в паровой пленке за счет прохождения электрического тока.

Изучение профиля оболочки, учитывающее выделение энергии в паровой пленке, приведено в [7, 8] и ряде других работ, где рассматривается ламинарное движение пара при наличии внутренних источников тепла. В указанных работах не проведен детальный анализ профиля паровой пленки, возникающей в данных условиях.

Целью данной работы является теоретический анализ профиля паровой пленки, образующейся при электролитно-плазменной обработке вертикально ориентированных образцов.

Постановка задачи. Рассматривается сплошная паровая пленка, окружающая цилиндрический образец и расширяющаяся в вертикальном направлении вследствие движения пара под действием архимедовой силы. Так как по имеющимся оценкам толщина оболочки на один-два порядка меньше радиуса образца, ее можно считать плоской и пользоваться декартовой системой координат. Течение пара в оболочке предполагается ламинарным, инерционные силы не учитываются. Скорость пара на границе с деталью принимается равной нулю, механическое взаимодействие между паром и электролитом отсутствует. Температура на границе оболочки с электролитом предполагается равной температуре его насыщения T_S, внутри пленки действуют непрерывно распределенные источники тепла с объемной мощностью q_v, связанные с прохождением электрического тока через систему. Для получения конкретного выражения для q_v будем считать, что прохождение тока описывается законом Ома, а паровая пленка обладает удельным электрическим сопротивлением χ. Учитываются дейст-

вующие на границах паровой пленки тепловые потоки: q_A – плотность теплового потока из оболочки в анод, q_l – плотность теплового потока из оболочки в электролит. Все коэффициенты переноса предполагаются постоянными, т. е. рассматривается линейная задача (рис. 1).

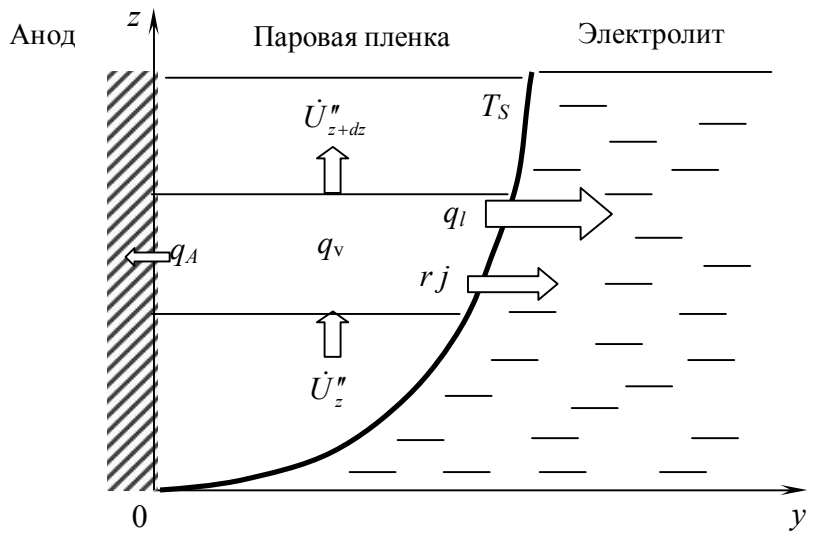


Рис. 1. Схема расчета профиля ПГО при электролитно-плазменном нагреве

На основе методики построения профиля межфазной границы при конденсации пара на вертикальной поверхности [9] расчет профиля паровой пленки проводится по следующему алгоритму:

1. Составляется уравнение баланса массы на границе пленки с электролитом, а также записывается выражение для баланса энергии в паровой пленке.

2. Выражения для баланса энергии и массы преобразуются для бесконечно тонкого горизонтального слоя паровой пленки.

3. Внутри бесконечно тонкого слоя паровой пленки решаются уравнение Навье–Стокса и уравнение теплопроводности со своими допущениями.

4. Подстановка в преобразованные выражения для баланса энергии и массы в выделенном слое распределений температуры и скорости приводит к дифференциальному уравнению относительно толщины паровой пленки.

5. Решение дифференциального уравнения с выбранными начальными условиями дает профиль паровой пленки.

Используя данный алгоритм при постоянном тепловом потоке из паровой пленки в анод, получим для расчета профиля пленки следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\xi}{dZ}=\frac{1-\xi}{C_1\xi^3-C_2\xi^4};\quad \xi=\frac{\delta}{\delta_{\max}};\quad Z=\frac{z}{\delta_{\max}};\quad \delta_{\max}=\frac{\chi U^2}{q_l+q_A};$$

$$C_1=\frac{g\left(\rho'-\rho''\right)\delta_{\max}^2}{\nu''\left(q_A+q_l\right)}\left(\frac{11}{40}c''\frac{\chi U^2}{\lambda''}+r\right);\quad C_2=\frac{g\left(\rho'-\rho''\right)\delta_{\max}^3}{\nu''\left(q_A+q_l\right)}\left(\frac{1}{2}\frac{c''q_A}{\lambda''}\right). \tag{1}$$

Решение уравнения (1) при нулевом начальном условии $\xi(0) = 0$ дает обратную зависимость $Z(\xi)$:

$$Z=C_1\left(\ln\frac{1}{1-\xi}-\frac{\xi^3}{3}-\frac{\xi^2}{2}-\xi\right)-C_2\left(\ln\frac{1}{1-\xi}-\frac{\xi^4}{4}-\frac{\xi^3}{3}-\frac{\xi^2}{2}-\xi\right). \tag{2}$$

В случае использования для плотности теплового потока из паровой пленки в анод некоторый функции от вертикальной координаты получим измененное дифференциальное уравнение

$$\frac{d\xi}{dZ} = \frac{1-\xi-q_A(Z)/q_l\,\xi}{C_3\xi^3 - C_4 q_A(Z)\xi^4}, \tag{3}$$

где

$$\xi = \frac{\delta}{\delta^{**}};\quad Z = \frac{z}{\delta^{**}};\quad \delta^{**} = \frac{\chi U^2}{q_l};\; C_3 = \frac{g(\rho'-\rho'')\delta^{**2}}{\nu'' q_l}\left(\frac{11}{40}c''\frac{\chi U^2}{\lambda''} + r\right);\quad C_4 = \frac{g(\rho'-\rho'')\delta^{**3}}{\nu'' q_l}\frac{c''}{2\lambda''}.$$

Для $q_A(Z)$ может быть использовано линейное выражение, представленное в [10], но мы используем квадратичную функцию, полученную методом, также изложенным в [10]. Полученное дифференциальное уравнение может быть решено численно методом Рунге-Кутта с адаптированным шагом. Циклический процесс следует начинать с некоторого малого значения переменной ξ. Численный эксперимент, проведенный в системе Matlab с помощью функции ode45 показывает, что достаточно использовать значение $\xi = 0{,}001$ при $Z = 0$.

На рис. 2 и 3 показаны рассчитанные по приведенным выше уравнениям профили паровой пленки, на рис. 2 приведена зависимость, полученная по методике, изложенной в [8].

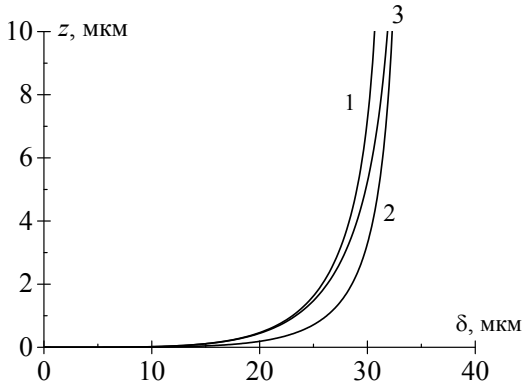


Рис. 2. Профиль ПГО при электролитно-плазменном нагреве, рассчитанный по моделям: *1* – постоянный тепловой поток в анод, *2* – упрощенная модель [8], *3* – тепловой поток в анод зависит от вертикальной координаты

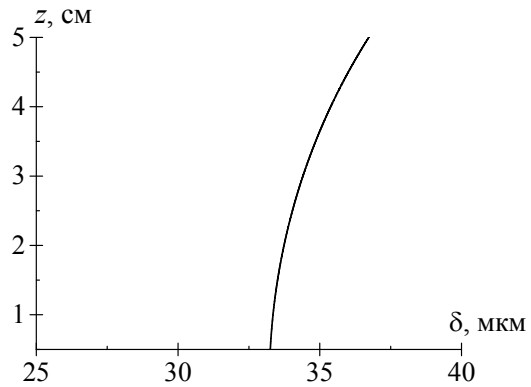


Рис. 3. Профиль ПГО при электролитно-плазменном нагреве, рассчитанный по модели, учитывающей зависимость плотности теплового потока в анод от вертикальной координаты

На основе анализа представленных графиков можно сделать следующие выводы:

1. В рамках принятых допущений теоретически установлено, что паровая пленка, образующаяся при электролитно-плазменном нагреве вертикального образца, не только расширяется в вертикальном направлении, но и имеет для каждого значения напряжения максимальную толщину.

2. Предлагаемая методика расчета профиля паровой пленки приводит к результатам, качественно согласующимся с наблюдаемыми закономерностями. Повышение напряжения нагрева обеспечивает линейный рост толщины паровой пленки, что соответствует принятому механизму электролитно-плазменной обработки и подтверждается падающими вольт-амперными характеристиками.

3. На основе анализа экспериментальных данных подтверждена гипотеза об изменении направления теплового потока, действующего на границе анод–паровая пленка. Дополнительный поток тепла приводит к расширению оболочки не более чем на 10%.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 18-79-10094) Костромскому государственному университету.

Обозначения

c'' – теплоемкость пара, Дж/(кг·К); C_i – постоянные; g – ускорение свободного падения, м/с^2; r – удельная теплота парообразования, Дж/кг; T – температура пара, К; T_A – температура насыщения, К; T_S – температура насыщения, К; U – разность потенциалов между анодом и катодом, В; y, z – декартовы координаты, м; Z – безразмерная координата; δ – толщина паровой пленки, м; δ_{max} – максимальная толщина паровой пленки, м; δ^{**} – характерная толщина паровой пленки, м; ξ – безразмерная толщина паровой пленки; λ'' – теплопроводность пара, Вт/(м·К); μ'' – динамическая вязкость пара, Па·с; ν'' – кинематическая вязкость пара, м^2/с; ρ' – плотность электролита, кг/м^3; ρ'' – плотность пара, кг/м^3; χ – удельная электрическая проводимость паровой пленки, Ом$^{-1}$ м$^{-1}$.

Литература

1. Пузина Ю. Ю. Определение кривизны межфазной поверхности при пленочном кипении недогретой воды на полусферическом нагревателе // Изв. РАН. Энергетика. 2010. № 6. С. 52–58.

2. Avramenko A. A., Shevchuk I. V., Turinov A. I. and Blinov D. J. Heat transfer in stable film boiling of a nanofluid over a vertical surface // Int. J. Therm. Sci. 2015. Vol. 92. P. 106–118.

3. Белкин П. Н., Борисов А. М., Васин В. А., Крит Б. Л., Людин В. Б., Сомов О. В., Сорокин В. А., Суминов И. В., Францкевич В. П., Эпельфельд А. В. Современные технологии модификации поверхности материалов и нанесения защитных покрытий. М.; СПб: Реноме, 2017. Т. II. – 520 с.

4. Жиров А. В., Белкин П. Н., Шадрин С. Ю. Теплообмен в прианодной области при электролитно-плазменном нагреве цилиндрического образца // ИФЖ. 2017. Т. 90, № 4. С. 908–918.

5. Shadrin S. Yu., Belkin P. N. Analysis of models for calculation of temperature of anode plasma electrolytic heating // Int. J. Heat and Mass Trans. 2012. Vol. 55. P. 179–186.

6. Shadrin S. Yu., Zhirov A. V. and Belkin P. N. Thermal features of plasma electrolytic heating of titanium // Int. J. Heat and Mass Trans. 2017. Vol. 107. P. 1104–1109.

7. D'yakov I. G., Belkin P. N., Tovarkov A. K. Thickness of vapor gas envelope during anode heating of vertical immersed cylinder // Surf. Eng. Appl. Electrochem. 2002. Vol. 4. P. 44–51.

8. Белкин П. Н., Мухачева Т. Л. Ламинарное движение пленки пара вдоль вертикального цилиндрического анода при его нагреве в водном электролите // Вестн. Костромского гос. ун-та. 2004. № 3. С. 4–6.

9. Nellis G., Klein S. Heat Transfer. New York: Cambridge University Press, 2009.

10. Белкин П. Н., Мухачева Т. Л., Дьяков И. Г. Особенности распределения тепловых потоков в системе анод–парогазовая оболочка при анодном электролитном нагреве // ИФЖ. 2008. Т. 80, № 6. С. 1027–1033.

УДК 533.7:536.423

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ МЕТОДОМ СКВОЗНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СИСТЕМ ЖИДКОСТЬ–ПАР

И. Н. Шишкова[1], А. П. Крюков[1], В. Ю. Левашов[2,1]

[1]Национальный исследовательский университет "МЭИ", г. Москва, Россия
[2]Институт механики МГУ, г. Москва, Россия

Исследование закономерностей испарения различных жидкостей в парогазовую среду является фундаментальной задачей [1], интерес к которой не ослабевает на протяжении многих десятилетий. Как отмечается в [2], ее решение связано с определенными трудностями. Одной из особенностей рассматриваемой задачи является наличие переноса тепла и массы как внутри жидкости, так и в газовой фазе, причем процессы, происходящие в одной из них, могут существенным образом влиять на явления в другой.

Часто предполагают, что поступающее к поверхности тепло затрачивается на нагрев и испарение жидкости, а образовавшийся в результате испарения пар отводится от поверхности диффузией. Однако известно, что формирование диффузионного потока пара происходит в слое Кнудсена, т. е. на расстоянии нескольких длин свободного пробега молекул пара от поверхности испарения. Описание процессов в этом слое необходимо осуществлять методами физической кинетики.

Таким образом, исследование процесса испарения различных жидкостей должно включать рассмотрение процессов переноса тепла и массы внутри жидкости, в парогазовой среде вблизи межфазной поверхности (в слое Кнудсена) и во внешней к этому слою области. Один из возможных путей состоит в применении сопряженного подхода, в рамках которого конденсированная фаза изучается методами молекулярной динамики (МД), слой Кнудсена исследуется с помощью методов молекулярно-кинетической теории (МКТ), а для описания процессов за пределами слоя Кнудсена применяются уравнения механики сплошной среды (МСС). Следует отметить, что при этом возникают трудности, обусловленные существенно разными временными масштабами протекающих процессов и степенью детализации рассматриваемых явлений. Так, например, в методе молекулярно-динамического моделирования используется информация о координатах и скоростях каждой частицы исследуемой системы. Основной же искомой величиной молекулярно-кинетической теории является функция распределения молекул по скоростям. В этой связи возникают трудности в обмене информацией ("передаче информации") между областями МД и МКТ моделирования. Характерный масштаб времени составляет 10^{-14}с, 10^{-9}с и 10^{-2}с при молекулярно-динамическом, молекулярно-кинетическом и газодинамическом описании соответственно. В этой связи перспективным становится подход, в котором описание жидкой фазы, переходного слоя, а также парогазовой фазы осуществляется на базе единого вычислительного метода.

В настоящей работе рассматриваются различные подходы к исследованию процесса испарения жидкости, обсуждается вопрос о возможности применения единого вычислительного метода [3] для изучения этого процесса.

В качестве первого примера исследуется задача об испарении капли в смесь пара и газа, например в воздух, содержащий конденсируемый компонент – водяной пар и неконденсируемые компоненты – азот, кислород, и др. Предполагается, что в начальный момент температуры капли и смеси равны. Относительная парциальная плотность пара вдали от поверхности испарения считается постоянной и по величине меньше равновесного значения, соответствующего температуре поверхности капли. При таких условиях начинается испарение капли,

в результате чего ее размер и температура могут изменяться. Необходимо определить зависимость температуры капли и ее размера от времени, а также время полного испарения.

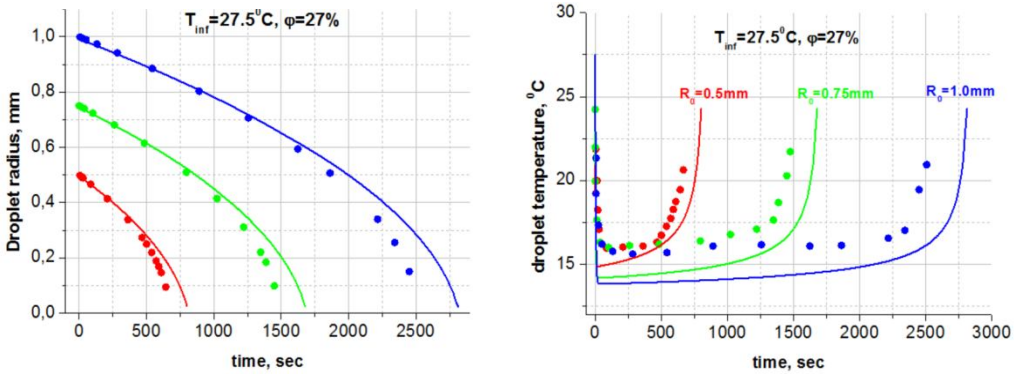
В работе [4] для нахождения эволюции температуры капли и ее размера решались уравнения сохранения энергии в виде баланса тепла и массы, которые дополнялись уравнением диффузии водяного пара. В качестве замыкающего уравнения системы использовалось соотношение для определения плотности потока массы при испарении, учитывающее процессы переноса в слое Кнудсена. Диффузионный и кинетический потоки массы приравнивались.

В [6] рассматривался процесс испарения одиночной капли, но в отличие от [4] интенсивность испарения определялась в результате решения системы кинетических уравнений Больцмана. При этом предложен подход, позволяющий определять интенсивность испарения в парогазовую среду для случая испарения в неограниченную область. В результате была получена следующая аппроксимация для испаряющегося вещества в безразмерном виде как функция отношения концентраций неконденсируемого компонента и испаряющегося вещества:

$$j \cdot 10^4 = \exp\left[3.58 - 0.050 \frac{n_g}{n_v} + 1.22 \cdot 10^{-4} \left(\frac{n_g}{n_v} \right)^2 \right]. \qquad (1)$$

В качестве базовой для плотности потока массы вещества использовалась следующая величина: $\rho_v^\infty \sqrt{R_v T_\infty}$. Температура капли определяется в результате решения уравнения теплопроводности.

Результаты решения задачи об испарении капель различного начального диаметра представлены на рис. 1. Как видно из анализа представленных полученных данных, использование аппроксимации (1), обобщающей результаты численного решения системы кинетических уравнений Больцмана, а также уравнения теплопроводности позволяет достигнуть достаточно хорошего соответствия между результатами расчета и эксперимента. Следует отметить, что представленная в [6] аппроксимация (1), была получена для случая испарения воды в диапазоне отношений концентраций n_g/n_v от 30.0 до 60.0. Применение (1) для других жидкостей и отличных от [6] условий требует дополнительных расчетов с привлечением методов молекулярно-кинетической теории, в частности системы кинетических уравнений Больцмана. В этой связи на следующем этапе процесс испарения–конденсации исследовался с использованием единого вычислительного метода, предполагающего сквозное описание жидкости, межфазной поверхности и пара с учетом многочастичных взаимодействий в конденсированной фазе и вблизи межфазной поверхности.



а *б*

Рис. 1. Зависимость радиуса (*а*) и температуры (*б*) испаряющейся капли от времени для различных начальных размеров капель R_0. Точки – эксперимент [5], линии – результаты расчета. Температура окружающей среды 300 K, влажность воздуха 27%

Основная идея данного подхода представлена в работах [3, 7]. В [7] предложен алгоритм расчета функции распределения молекул по скоростям вблизи межфазной поверхности с учетом многочастичных взаимодействий молекул с поверхностью конденсированной фазы. В [3] подход [7] был развит для описания процессов в конденсированной фазе, исследовалась возможность описания взаимодействия частиц в жидкости как суперпозиции парных взаимодействий. Вводилось допущение, что корреляциями, возникающими при взаимном влиянии множества частиц друг на друга, можно пренебречь вследствие молекулярного хаоса. Однако вопрос о влиянии многочастичного взаимодействия в конденсированной фазе до сих пор остается открытым и требует дополнительного исследования. В представленной работе изменения макропараметров вблизи межфазной поверхности и в конденсированной фазе рассматриваются с учетом многочастичных взаимодействий.

Выделим в жидкости группу из M частиц, находящихся в непосредственной близости друг от друга. Предположим, что выделенную группу можно рассматривать, как единую систему, в которой все атомы одновременно взаимодействуют со всеми. Каждая частица жидкости движется в пространстве (x, y, z), т. е. обладает тремя степенями свободы. Тогда система из M частиц будет иметь 3M степеней свободы. Состояние этой системы можно описать с помощью вектора **P**, компонентами которого являются все скорости атомов (молекул). Взаимодействие между всеми частицами выделенной группы приведет к изменению состояния системы, и, следовательно, компонентов вектора: $\mathbf{P} \to \mathbf{P}'$. При этом длина вектора |**P**| останется неизменной в силу закона сохранения энергии. Поэтому процесс многочастичного взаимодействия можно интерпретировать как поворот вектора **P** в многомерном пространстве размерностью 3M.

С помощью изложенного подхода предлагается в общем случае следующее описание теплопереноса в жидкости и паре.

Изменение температуры во внутренней области жидкости определяется в результате решения уравнения теплопроводности с граничными условиями (2):

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\lambda_{liq}}{c_p \rho_{liq}} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad x = 0 : T = T_1,\ x = x_l : \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q . \tag{2}$$

Здесь x_l – координата левой границы переходного слоя, q – соответствующий удельный тепловой поток.

В переходном же от жидкости к пару слое применяется представленная выше процедура. В области пара используется кинетическое уравнение Больцмана. Такой способ позволяет использовать единый численный алгоритм для определения макропараметров как внутри жидкости, так и в области пара. «Сшивание» решения уравнения теплопроводности во внутренней области с результатами расчета в переходном слое осуществляется по тепловому потоку, что позволяет найти температуру левой границы переходного слоя, необходимую для постановки задачи определения температурного поля в этом слое. Количество атомов жидкости, участвующих в многочастичном взаимодействии, находится при решении вспомогательной калибровочной задачи теплопроводности через плоскую стенку путем сопоставления значения теплового потока, полученного в результате применения закона Фурье с известным табличным значением коэффициента теплопроводности, с соответствующей величиной, найденной обсуждаемым методом.

Такой подход позволяет избавиться от необходимости задания на межфазной (в макроскопическом смысле) поверхности значений коэффициентов испарения и конденсации и функции распределения молекул, движущихся от этой границы раздела фаз, которые нужны в качестве граничных условий для решения кинетического уравнения Больцмана в области пара.

В качестве иллюстрации применения рассмотренного метода был исследован процесс испарения–конденсации аргона. Постановка задачи показана на рис. 2. Центральная область, заполненная паром, граничит с двумя слоями конденсированной фазы. В начальный момент времени плотность и температура пара составляют n_0 = 33.49 кг/м^3 и T_0 = 110 К. Температуры слоев жидкости также равны T_0. В некоторый (начальный) момент времени температура поверхности, ограничивающей исследуемую область слева, меняется и становится T_1 = 120 К, температура справа остается неизменной. С течением времени температура слоев конденсированной фазы также начинает меняться, что приводит к изменению условий на межфазных поверхностях и, следовательно, интенсивности испарения. Плотность n_0 и температура T_0 приняты в качестве базовых параметров. Средняя длина свободного пробега аргона λ_0 вычисляется при n_0 и T_0.

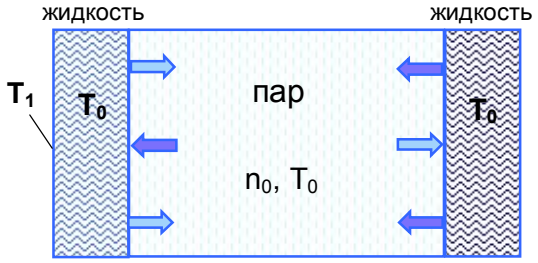


Рис. 2. Постановка задачи об испарении и конденсации аргона

Получены зависимости плотности, температуры и потока массы от x для разного количества частиц M. Примеры результатов решения представлены на рис. 3. Видно, что линии плотности для всех значений M достаточно близки, что, возможно, обусловлено близостью функции распределения молекул по скоростям в жидкости к равновесной. Отличие результатов для M = 2 и M = 9 составляет не более 2%.

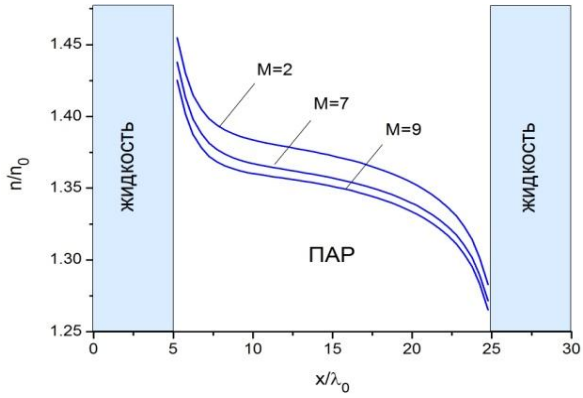


Рис. 3. Зависимость плотности пара от x для разного количества частиц

Таким образом, представлен подход для сквозного решения жидкость–пар с учетом многочастичного взаимодействия в конденсированной фазе. С помощью предложенного подхода решена задача об испарении–конденсации аргона между двумя слоями жидкости. Представлены распределения макропараметров вдоль координаты.

Обозначения

j – плотность потока массы; n – концентрация, м$^{-3}$; ρ – плотность, кг/м^3; R_v – индивидуальная газовая постоянная, Дж/(кг·К); T – температура, К; φ – влажность; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); C_p – теплоемкость, Дж/(кг·К); τ – время.

Литература

1. Mouratova T. M. Analyse cinetique de la condensation-evaporation dans un systeme binaire vapeur-gaz // Int. J. Heat Mass Transfer. 1973. Vol. 16, No. 7. P. 1407–1424.
2. Козырев А. В., Ситников А. Г. Испарение сферической капли в газе среднего давления // Успехи физ. наук. 2001. Т. 171. С. 765.
3. Shishkova I. N., Kryukov A. P., Levashov V. Y. Vapour–liquid jointed solution for the evaporation–condensation problem // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 141. P. 9–19.
4. Левашов В. Ю., Крюков А. П. Численное моделирование испарения капли воды в парогазовую среду // Коллоидный журнал. 2017. Т. 79. № 5. С. 82–88.
5. Borodulin V. Y., Letushko V. N., Nizovtsev M. I., Sterlyagov A. N. Determination of parameters of heat and mass transfer in evaporating drops // Int. J. Heat Mass Transf. 2017. Vol. 109. P. 609–618.
6. Levashov V. Y., Kryukov A. P., Shishkova I. N. Influence of the noncondensable component on the characteristics of temperature change and the intensity of water droplet evaporation // Int. J. Heat Mass Transf. 2018. Vol. 127. P. 115–122.
7. Шишкова И. Н., Крюков А. П. Приближенное решение сопряженной задачи тепло- и массопереноса через межфазную поверхность // ИФЖ. 2016. Т. 89. № 2. С. 483–488.

УДК 536.423.1

ТЕПЛООБМЕН ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ПЛЕНОЧНОМ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ

В. В. Ягов, А. Р. Забиров, М. М. Виноградов, И. А. Молотова

Национальный исследовательский университет "МЭИ", Россия, Москва

Развитие атомной энергетики в направлении замкнутого топливного цикла подразумевает создание реакторов на быстрых нейтронах с использованием тяжелых металлов (свинец, свинец-висмут) в качестве теплоносителя. В случае аварийного разрыва трубок парогенератора возникнет неизбежный контакт металла с жидкостью, сопровождающийся пленочным кипением. Понимание основных механизмов этого явления – важное условие разработки теории парового взрыва. Нестационарное пленочное кипение недогретой жидкости в некоторых случаях характеризуется высокими значениями КТО при температуре поверхности, превышающей температуру спинодали. Приближенная модель возникновения режима интенсивного теплообмена при пленочном кипении недогретых жидкостей впервые предложена в [1]. Модель основывается на возможности взаимодействия жидкости с элементами шероховатостей поверхности, при котором возникают огромные локальные стоки тепла. Последующий сценарий охлаждения зависит от теплофизических свойств жидкости и коэффициента тепловой активности твердого тела. Задачей настоящего исследования является развитие модели, в частности, путем учета микрогеометрии поверхности охлаждаемого тела.

В обоснование модели [1] можно привести следующие аргументы. Поверхность паровой пленки обычно волновая, гребни волн жидкости могут периодически касаться элементов шероховатости поверхности теплообмена. Если температура этих элементов ниже температуры предельного перегрева жидкости, то локальный контакт жидкость–стенка становится возможным, хотя средняя температуры стенки может намного превышать не только темпе-

ратуру спинодали жидкости, но и критическую. Схема процесса представлена на рис. 1. При этом возникают два тепловых потока:

$$q_1 = C_1\left(\frac{h_{LG}\sigma}{\nu}\right) \tag{1}$$

и

$$q_2 = C_2\left(\frac{\rho c\lambda}{t}\right)^{0,5}\Delta T\,. \tag{2}$$

Первый тепловой поток обусловлен интенсивным испарением жидкости вблизи границы контакта трех фаз. Согласно [2], для этой области характерен локальный максимум плотности теплового потока, а приток жидкости в зону испарения обусловлен градиентом кривизны поверхности жидкого мениска. В условиях пузырькового кипения плотность теплового потока у границы сухого пятна составляет десятки МВт/м^2 [3]. Уравнение (1), как показано в [1], дает максимальный, определяемый гидродинамикой процесса, тепловой поток, который может быть отведен от горячей поверхности при ее контакте с жидкостью. Второй тепловой поток обусловлен нестационарной теплопроводностью из объема тела в зону интенсивного испарения.

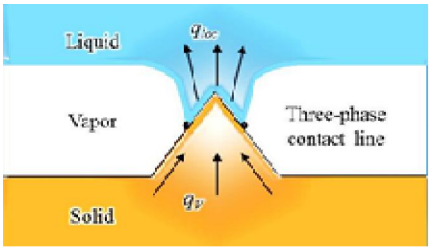


Рис. 1. Схема возможного контакта элемента горячей поверхности с жидкостью

Модель экспериментально подтверждена в отношении влияния свойств жидкости (формула (1)) и тепловой активности металла (формула (2)). Но она не учитывает влияния микроструктуры поверхности на температуру перехода к интенсивному режиму кипения, хотя оно может быть сильным. Кроме того, в [1] учет влияния недогрева жидкости достигался введением эмпирического безразмерного параметра, обоснованным лишь качественно. Характерное время t оценивалось как период колебаний на межфазной поверхности; при этом использовалась аналогия с волновым течением гравитационной пленки согласно анализу П. Л. Капицы. Эта оценка времени в формуле (2) в рамках модели не позволяет корректно учесть влияние недогрева жидкости на переход к режиму интенсивного теплообмена.

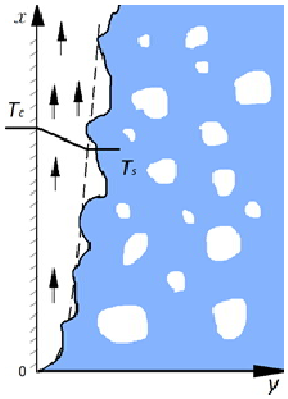


Рис. 2. Схема процесса пленочного кипения на вертикальной поверхности по модели Лабунцова и Гомелаури [4]

Следует отметить, что в анализе устойчивости паровой пленки большинство авторов полагает, что аналогия с конденсационной пленки, успешно использованная Бромли при расчете теплообмена, распространяется и на гидродинамику. При этом забывают, что при одинаковом порядке характерной скорости плотность пара на 2-3 порядка меньше плотности жидкости. При пленочном кипении насыщенной жидкости скорость пара в пленке при типичных для наших экспериментов тепловых потоках составляет $\upsilon \sim 0{,}3$ м/с. Так как плотность пара на три порядка меньше плотности жидкости, то силы инерции со стороны пленки пара несущественны. В реальном процессе пленочного кипения насыщенных жидкостей (рис. 2) паровые пу-

зыри существенно возмущают течение вблизи межфазной границы. Характерный размер пузырей имеет порядок капиллярной постоянной $b = (\sigma/g\Delta\rho)^{1/2}$ (2–5 мм), эти пузыри при всплытии постоянно меняют свою форму (область пульсирующих пузырей). Их средняя скорость всплытия описывается формулой Франк-Каменецкого:

$$u = (1,6-1,8)\left(\frac{\sigma g \Delta\rho}{\rho'^2}\right)^{0,25}. \quad (3)$$

Для воды при атмосферном давлении эта скорость лежит в пределах u = 0,24–0,32 м/с. Отсюда ясно, что характерные скорости в паровой пленке и в двухфазной области около межфазной границы практически одинаковы. Пульсации всплывающих пузырей вызывают пульсации в жидкости. Линейный масштаб пузырей и скорость их всплытия позволяют получить масштаб времени для насыщенной жидкости:

$$t = \frac{b}{u} = \left(\frac{\sigma}{g^3\Delta\rho}\right)^{0,25}. \quad (4)$$

Другой подход к определению масштаба времени связывает его с испарением микрослоя. Тепловой поток (1) действует, когда температура стенки снижается до T_{lim}, тогда

$$q = \frac{\lambda \Delta T_{lim}}{\delta}. \quad (5)$$

Приравнивая (1) и (5), получаем выражение для толщины микрослоя:

$$\delta_{min} = C_3 \frac{v\lambda\Delta T_{lim}}{\sigma h_{LG}}. \quad (6)$$

Характерное время контакта определится как

$$q = \frac{\rho_1 h_{LG}\delta}{t}. \quad (7)$$

После преобразований получаем еще один временной масштаб:

$$t = C\frac{\rho_1 v^2 \lambda \Delta T_{lim}}{h_{LG}\sigma^2}. \quad (8)$$

Масштабы (4) и (8) будут проверены в модернизированной модели.

Эксперименты демонстрируют, что шероховатость оказывает сильное влияние на изучаемый процесс. Для приближенного учета этого явления введен безразмерный параметр, пропорциональный отношению высоты элементов шероховатости к толщине толщины паровой пленки $(R_z/\delta)^n$. Для определения толщины пленки в качестве первого приближения использован анализ Бромли. Этот параметр отражает, что вероятность появления контакта жидкость–пар растет с ростом высоты неровностей и при уменьшении толщины паровой пленки. В предельном случае абсолютно гладкой поверхности этот параметр стремится к нулю, и температура начала интенсивного режима охлаждения равна температуре спинодали даже в случае недогретых жидкостей. Это подтверждено экспериментами, проведенными на медном шаре с серебряным покрытием [5]. В дальнейшем планируется проведение экспериментов на насыщенных жидкостях с образцами разной шероховатости. Кроме того, планируется проверка модели на данных других авторов [6, 7].

Исследования были проведены при поддержке Российского научного фонда (проект 17-79-20402).

Литература

1. Yagov V. V., Zabirov A. R., and Kanin P. K. Heat transfer at cooling high-temperature bodies in subcooled liquids // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 126. P. 823–830.

2. Wayner Jr., P. C., Kao Y. K., and LaCroix L. V. The interline heat-transfer coefficient of an evaporating wetting film // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1976. Vol. 19. P. 487–492.

3. Yagov V. V. Generic features and puzzles of nucleate boiling // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52. P. 5241–5249.

4. Labuntsov D. A. Physical foundations of power engineering. Selected Works on Heat Transfer, Hydrodynamics, Thermodynamics. MEI, Moscow, 2000.

5. Zabirov A. R., Yagov V. V., Ryazantsev V. A., Kanin P. K., Vinogradov M. M. and Kaban'kov O. N. Quenching characteristics of metals with high thermal effusivity // Proc. of the 5th Intern. Workshop on Heat/Mass Transfer Advances for Energy Conservation and Pollution Control. August 13–16, 2019, Novosibirsk, 2019.

6. Yeom H., Lockhart C., Mariani R., Xu P., Corradini M., Sridharan K. Evaluation of steam corrosion and water quenching behavior of zirconium-silicide coated LWR fuel claddings // J. of Nuclear Materials. 2018. Vol. 499. P. 256–267.

7. Kang J. et al. Minimum heat flux and minimum film-boiling temperature on a completely wettable surface: Effect of the Bond number // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 120. P. 399–410.

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ЭНЕРГЕТИКЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

UDC 62

NUMERICAL MODELING AND EXPERIMENTAL VERIFICATION OF THERMAL OIL FLOW IN THE SEMI INDUSTRIAL INSTALLATION

T. Płusa, A. Duda, M. Konieczny, P. Duda

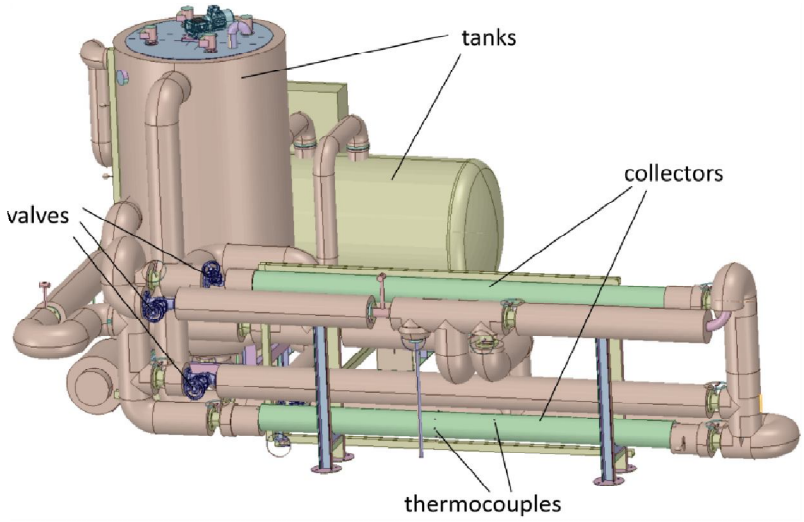
Institute of Thermal and Process Engineering, Cracow University of Technology, Poland

Thermal oil is currently one of the most common working fluids in Concentrated Solar Power plants which operate between 300 and 400 °C [1]. It is also used in plate-fin heat exchangers [2], thermal storage systems [3] and small scale organic Rankine cycles [4]. Studying phenomena occurring in oil is the subject of many research works. Temperature and entropy generation behavior in rectangular ducts in heat exchanger is presented in [5]. The simultaneously hydrodynamic and thermal developing flow has been modeled with uniform heat flux as boundary condition in the tube wall, using both water and thermal oil as working fluids in [6]. The purpose of this work is to model the transient temperature distribution in the semi industrial installation, which uses thermal oil as working fluid.

The installation consists of two oil tanks, horizontal and vertical, with a capacity of 3 m^3 each, two pumps, pipelines and two thick-walled collectors. Four equally spaced electric heaters intended for oil heating, as well as the blade impeller, are installed in the vertical tank. Both thick-walled collectors are horizontally laid, with an external diameter of 219.1 mm and a wall thickness of 40 mm. The lower pipe is divided in half, by means of a horizontally arranged partition, of the thickness of 5 mm, ensuring tightness between the upper and lower half. The installed valves allow oil to be directed to the one of collectors or to the bypass. The installation is equipped with sensors for measuring oil flow rate, temperature and pressure. Additionally, thermocouples are installed on the collectors' external surface and at points through its wall thickness. The installation has been designed and manufactured in accordance with EU regulations, subjected to control and conformity assessment and CE marked. It is fully professional system, equipped with all required pressure equipment, master controlling and the safety related parts of control system (SRP/CS), according to EN ISO 13839-1. The pipelines were designed according to EN 13480, and their geometry allows compensation of stresses and displacements, so that the influence of pipes on the collectors can be significantly reduced.

At the beginning, the installation has a temperature close to the ambient temperature, i.e. around 20 °C. Then, electric heaters start heating the oil in a vertical tank to the temperature which cannot exceed the value of 200 °C for safety reasons. External insulation of the tank and the liquid circulation generated inside by the rotating agitator, are supposed to obtain an uniform temperature distribution of oil in the tank. Three temperature sensors are installed in the tank to control the temperature distribution. Starting the main pump allows oil to circulate through the bypass while the collectors still have the initial temperature. The heating process of the selected collector can be initiated by sudden shift of appropriate valves. After flowing through selected collector, the oil can be fed directly to vertical tank with an agitator and heaters, or indirectly – to a horizontal intermediate

tank. Once the experimental and measurement cycle is being completed, the oil can be pumped back, from the horizontal to vertical tank, by the auxiliary pump located between them. This operation is performed to avoid even slight fluctuations of temperature of oil during its flowing through the collectors. Numerical model of the thick-walled collector with the oil flowing inside it will be presented. The domain of fluid and solid will be descretized into finite elements. Unsteady simulation will be done in FLUENT simulation software. Dimensionless y+ parameter in this case plays an important role in modeling of conjugate heat transfer. Polyhedral mesh with good resolution of prism elements close to the walls will be performed to model properly flow and thermal boundary layer. Heat transfer by convection on outer surface will be modeled as a Neumann boundary condition or convection in a volume of fluid will be taken into account. In the installation there are a few possibilities of oil flow. Volume of Fluid method is an considerable additional option in the case when hot oil enters to empty collector. RANS approach will be taken into account (k-e or k-w SST) to model turbulence phenomenon. Qualitative and quantitative post-processing will be perform in CFD-Post software. The solution will be based on the measured oil volume rate flow, pressure and temperature at the point of inlet to the collector. The calculated values will be verified by comparison with the measured temperatures on the collectors' outer surface and at selected points through the collector wall.



Installation scheme

This research was financed by the National Science Centre, Poland, UMO-2015/19/B/ST8/00958.

References

1. Papaelias M. et al. // Renewable Energy. 2016. Vol. 85. P. 1178–1191.
2. Peng H., Ling X. // Energy Conversion and Management. 2011. Vol. 52. P. 826–835.
3. Doretti L. et al. // J. of Energy Storage. 2019. Vol. 22. P. 68–79.
4. Alshammari F. et al. // Applied Energy. 2018. Vol. 215. P. 543–555.
5. Silva R. L., Garcia E. C. // Int. Com. in Heat and Mass Transfer. 2008. Vol. 35. P. 240–250.
6. González-Juárez D. et al. // Applied Thermal Engineering. 2018. Vol. 141. P. 494–502.

УДК 66.047:536.24

ТЕПЛОВЛАГОПЕРЕНОС В НЕПОДВИЖНОМ ДИСПЕРСНОМ СЛОЕ РАСТИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ СВЧ-КОНВЕКТИВНОМ ЭНЕРГОПОДВОДЕ

П. В. Акулич, Д. С. Слижук

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

На практике процессы обезвоживания растительных материалов, которые относятся к коллоидным капиллярно-пористым телам, как правило, требуют значительных энергетических затрат. Это обусловлено расходом теплоты на фазовый переход влаги, высокой начальной влажностью материалов, их термолабильными свойствами, препятствующими использованию высоких температур обработки.

В последние годы в связи с обострением проблемы энергосбережения и необходимостью повышения эффективности производств привлекает внимание исследователей применение комбинированных импульсных и осциллирующих электромагнитно-конвективных способов термовлажностной обработки материалов, а также режимов вакуумного или сублимационного воздействия в сочетании с сверхвысокочастотным (СВЧ) или инфракрасным (ИК) излучением [1–4]. Это обусловлено тем, что такие способы энергоподвода позволяют создать мягкие условия температурного воздействия и повысить эффективность процесса. Например, в [2] показано, что применение при тепловой обработке ИК-излучения как начального импульса внешнего воздействия на влажный продукт значительно интенсифицирует обезвоживание плодов, сокращает энергозатраты на 25–35% и улучшает качество конечного продукта, приводит к уменьшению потерь витаминов. Исследования осциллирующего СВЧ-конвективного способа сушки некоторых растительных материалов в неподвижном [1, 3] и псевдоожиженном [4] слоях свидетельствуют о сокращении времени обезвоживания и уменьшении энергозатрат.

Для сушки растительных материалов находят широкое применение аппараты с плотными неподвижными или малоподвижными дисперсными слоевыми системами с конвективным подводом теплоты, например ленточные установки. Однако они, как правило, имеют высокий расход теплоты, большие габариты и металлоемкость.

В настоящей работе рассматривается слой влажного дисперсного материала, который находится в неподвижном состоянии. Слой материала продувается снизу вверх теплоносителем, в качестве которого применяется нагретый воздух. Для интенсификации тепломассообменных процессов дисперсный слой сверху подвергается воздействию постоянного или циклического СВЧ-излучения. Возможно создание осциллирующего конвективного (температурного, гидродинамического) воздействия.

Уравнение сохранения массы газовой фазы

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial \tau} + \nabla \cdot \left(\rho_1 \vec{v} \right) = j_{\text{п}} . \tag{1}$$

Движение газа описывается уравнением Дарси $\vec{v} = \vec{v}\varepsilon = -\left(k_* / \mu_1 \right) \nabla p$. Уравнение переноса пара в дисперсном слое

$$\frac{\partial \left(\varepsilon \rho_{\text{п}}^{\circ} \right)}{\partial \tau} + \vec{v} \nabla \rho_{\text{п}}^{\circ} = \nabla \cdot \left(D_{\text{п.эф}} \nabla \rho_{\text{п}}^{\circ} \right) + j_{\text{п}} . \tag{2}$$

Уравнение переноса теплоты в газовой фазе слоя

$$c_1\rho_1^{\circ}\left(\varepsilon\frac{\partial T_1}{\partial\tau}+\vec{v}\nabla T_1\right)=\nabla\cdot\left(\lambda_{1\,\text{эф}}\nabla T_1\right)-\alpha S_{\text{уд}}\left(T_1-T_2\right)\ . \tag{3}$$

Уравнение переноса влаги в твердой фазе

$$\left(1-\varepsilon\right)\frac{\partial U}{\partial\tau}=\nabla\cdot\left(D_{\text{эф}}\nabla U\right)-j_{\text{п}}. \tag{4}$$

Уравнение переноса теплоты в твердой фазе

$$c_2\rho_2\left(1-\varepsilon\right)\frac{\partial T_2}{\partial\tau}=\nabla\cdot\left(\lambda_{2\,\text{эф}}\nabla T_2\right)+\alpha S_{\text{уд}}\left(T_1-T_2\right)-r_{\text{п}}j_{\text{п}}+\left(1-\varepsilon\right)I. \tag{5}$$

Интенсивность массообмена между твердой и газовой фазами

$$j_{\text{п}}=\beta_u S_{\text{уд}}\left[u-u_{\text{р}}\left(p_{\text{п}},T_1\right)\right]. \tag{6}$$

Перенос влаги в частицах материала слоя учитывался двумя методами. В первом методе диффузионный перенос влаги учитывался в определении коэффициента массообмена. Последний определялся как коэффициент массопередачи [5], учитывающий сопротивление массоотдачи с поверхности частиц и внутридиффузионное сопротивление переносу влаги $\beta_u=1\Big/\left[1/\beta_u'+1\Big/\left(\chi\beta_u''\right)\right]$, где $\beta_u''=\left(\beta''\Big/\left(R_{\text{п}}T_2\right)\right)\left(p_{\text{нас}}/u_0\right)$ – коэффициент, обусловленный сопротивлением диффузии влаги, $\beta''=2\pi^2D\Big/\left(3d_{\text{ч}}\right)$.

Второй метод основывался на описании углубления зоны испарения с учетом фильтрационного сопротивления переносу пара и сопротивления массоотдачи. Интенсивность массоотдачи от твердой фазы в газовую фазу описывается уравнением

$$j_{\text{п}}=\frac{3\left(1-\varepsilon\right)\beta D'}{D'R-\beta R^2\left(1-\sqrt[3]{U_0/U}\right)}\left(p_{\xi}-p_{\text{п}}\right), \tag{7}$$

где $D'=\rho_{\text{п}}k_{\text{п}}/\mu_{\text{п}}$.

Полагается, что на границе испарения парциальное давление пара соответствует давлению насыщения. Плотности газовой смеси и водяных паров определяются по уравнению состояния идеального газа. Количество теплоты, выделяемое в слое материала при воздействии СВЧ-поля $I=\delta\left(\tau\right)kq\left(1-R_{\text{отр}}\right)\exp\left[-k\left(h-y\right)\right]$, где $\delta\left(\tau\right)$ – периодическая (импульсная) функция; $q=q_0\Big/\left[\left(1-\varepsilon\right)\left(1-\exp\left(-kh\right)\right)\right]$, q_0- плотность потока СВЧ-излучения падающего на поверхность слоя, Вт/м^2. Коэффициент теплоотдачи определялся с учетом термического сопротивления теплопроводности частиц $\alpha=1\Big/\left[d_{\text{э}}\Big/\left(\lambda_{\text{ч}}\,\text{Nu}_{\text{э}}\right)+\left(3d_{\text{ч}}\right)\Big/\left(2\pi^2\lambda_{\text{ч}}\right)\right]$.

Исследовался тепломассообмен в неподвижном слое частиц картофеля сорта «Вектор». Слой продувался нагретым воздухом снизу вверх. Начальная высота слоя составляла 40 мм. Частицы представляли собой кубики размером 7×7×7 мм, параллелепипеды сечением 7×7 мм и длиной 40−60 мм. Скорость воздуха, рассчитанная на сечение слоя, в среднем составляла около 2 м/с, а его температура на входе в слой – 70 °С. Через заданные промежутки времени определялась масса слоя. В результате были получены кривые сушки. Для аналогичных ус-

ловий получено численное решение приведенной выше системы уравнений для нестационарного двухмерного тепломассопереноса в слое при конвективном подводе теплоты, а также при воздействии СВЧ-излучения направленного на слой сверху вниз.

Основные параметры, при которых выполнялись расчеты: $k_* = 1 \cdot 10^{-8}$ м^2; $\rho_c = 175$ кг/м^3; $D_{эф} = 5 \cdot 10^{-12}$ м^2/с; $u_0 = 5,2$ кг/кг; $S_{уд} = 428,6$ м^2/м^3; $h = 0,04$ м; $T_{10} = 343$ К; $d_э = 0,00467$ м; $v = 2$ м/с; $q_0 = 1,6 \cdot 10^4$ Вт/м^2; $d_ч = 0,00869$ мм; $k_п = 5 \cdot 10^{-15}$ м^2; $k = 83$; $\varepsilon = 0,5$.

Сопоставление расчетных данных по модели, учитывающей сопротивление диффузии влаги внутри частиц в коэффициенте массопередачи, с опытными данными свидетельствует об их удовлетворительном соответствии (рис. 1).

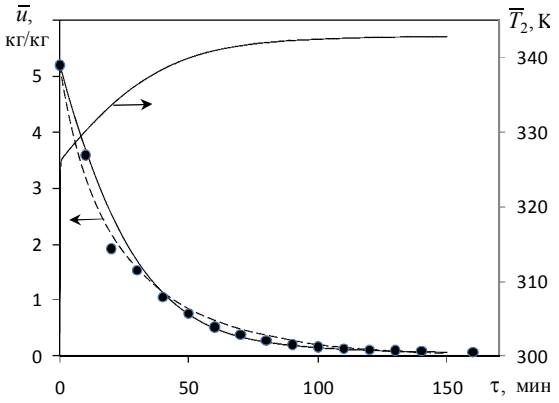


Рис. 1. Зависимости среднего влагосодержания и температуры слоя частиц от времени при конвективном теплоподводе: сплошная линия – расчет по модели массопередачи, точки – эксперимент, штриховая – расчет по модели углубления зоны испарения

Кроме того, расчет по модели углубления зоны испарения также адекватен опытным данным. Кривая сушки имеет приближенно экспоненциальный вид с большой продолжительностью периода уменьшающейся скорости. Следовательно, преобладает внутридиффузионный перенос влаги, который и определяет время обезвоживания. Средняя температура слоя частиц наиболее быстро возрастает в начале процесса и асимптотически стремится к температуре газа. Скорость изменения температуры частиц слоя зависит от ряда факторов, в частности, значительное влияние оказывает скорость потока газа, с увеличением которой она заметно возрастает. Оценивалось влияние зависимости эффективных коэффициентов диффузии пара $D_{п.эф}$ и теплопроводности газа $\lambda_{1эф}$ от скорости фильтрации.

Выполнены расчеты тепломассопереноса в дисперсном слое при комбинированном СВЧ-конвективном энерговоздействии (рис. 2).

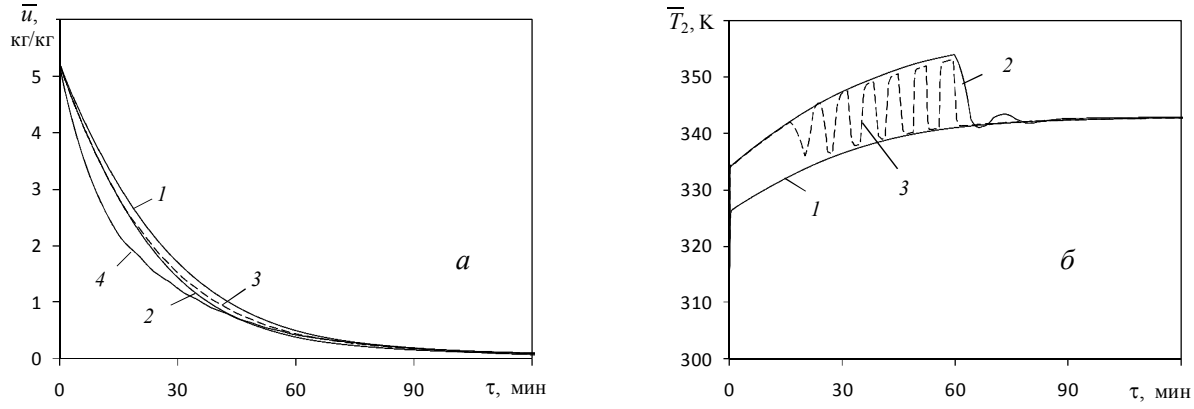


Рис. 2. Кинетические зависимости влагосодержания (*а*) и температуры частиц (*б*) при комбинированном СВЧ-конвективном энергоподводе: *1* – конвективный подвод теплоты; *2* – теплоподвод конвекцией и ступенчатым СВЧ-излучением; *3* – конвекцией и ступенчато-импульсным СВЧ-излучением; *4* – расчет по модели углубления зоны испарения

Например, СВЧ-излучение подводилось либо только в начале процесса (при $\tau < 900$ с, ступенчато), либо в ступенчато-импульсном режиме, т. е. сначала воздействовали СВЧ-излучением с постоянной плотностью потока, затем импульсно во времени ($900 \le \tau \le 3600$ с) и далее ($\tau < 3600$ с) подвод теплоты осуществлялся лишь конвекцией от потока газа (рис. 2). Воздействие СВЧ-излучением приводит к увеличению скорости процесса сушки и сокращению его продолжительности за счет дополнительного подвода теплоты к влажным частицам. Скорость нагрева частиц в начальный период заметно возрастает и при ступенчатом режиме становится выше, чем для режима конвективного подвода теплоты. При высокой плотности потока излучения существует опасность перегрева частиц и снижения их качества. В связи с этим целесообразно применять импульсное излучение, которое сокращает продолжительность высокотемпературного воздействия, поскольку при отключении СВЧ-излучения температура частиц быстро снижается и стремится к температуре газа (рис. 2). Однако импульсно-ступенчатый режим приводит к некоторому замедлению скорости процесса (кривая *3*, рис. 2, *а*). Расчеты были выполнены по двум моделям (кривые *2* и *4*), из которых видно, что модель с углублением зоны испарения приводит к большей скорости процесса в первый период сушки.

Заключение. На основании моделирования тепловлагопереноса в неподвижном слое растительных материалов при конвективном и комбинированном энерговоздействии исследована кинетика и динамика процесса обезвоживания, показана адекватность расчетных результатов опытным данным и возможность интенсификации процесса.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ, грант Т19-009.

Обозначения

c – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); $d_{ч}, d_{э}$ – эквивалентный диаметр частиц и каналов, м; D – коэффициент диффузии, м^2/с; h – высота слоя, м; k – показатель поглощения; $k_{п}$ − коэффициент проницаемости, м^2; $r_{п}$ − теплота парообразования, Дж/кг; $S_{уд}$ − удельная поверхность слоя, м^2/м^3; T – температура, К; u – влагосодержание частиц, кг/кг, $u = U/\rho_{с}$; U − объемное влагосодержание, кг/м^3; v − скорость газа в зазорах между частицами слоя, м/с; ν − скорость газа, рассчитанная на площадь сечения слоя, $\vec{v} = \vec{v}\varepsilon$; α − коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); β'_u – коэффициент массоотдачи, кг/(м^2·с·кг/кг); ε – порозность слоя; $\chi = \rho_{ж}/\rho_{п}$ – равновесная растворимость; λ − коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); ρ_l° и ρ_l − истинная и приведенная плотность газовой фазы, кг/м^3, $\rho_l = \varepsilon\rho_l^{\circ}$; ρ_2 и $\rho_{с}$ – плотность влажных и сухих частиц, кг/м^3. $Nu_{э}$ – число Нуссельта. Индексы: 0 – начальный; 1 и 2 – газовая и твердая фазы; нас – насыщенный; п – пар; пов – поверхность; р – равновесный; ч – частица; э – эквивалентный; эф – эффективный; ξ – граница испарения; − – знак осреднения.

Литература

1. Akulich A. V., Akulich P. V., Dinkov K. T., Akulich V. M. Modelling of the heat and mass transfer in vegetable materials during combined microvawe convective heating // «Food Science, Engineering and Technology–2016»: Scientific Works of University of Food Technologies Proceedings of the 63rd Scientific Conference with Intern. 2016. Vol. 63, Is. 1. P. 274–282.

2. Снежкин Ю. Ф., Боряк Л. А., Избасаров Д. С. Энергосбережение и интенсификация процесса сушки импульсным ИК-облучением // Пром. теплотехника. 2001. Т. 23, № 4–5. С. 90–94.

3. Календерьян В. А., Бошкова И. Л. Тепломассоперенос в аппаратах с плотным слоем дисперсного материала. Киев: Издательский дом «Слово», 2011. – 184 с.

4. Рудобашта С. П., Харьков А. В., О'Дима Ж. СВЧ-интенсификация процесса сушки растительных материалов // Тепломассообмен ММФ-96. Минск, 1996. Т. VIII. С. 62–68.

5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. – 502 с.

УДК 621.452

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ЭНДО- И ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ ГАЗООБРАЗНЫХ УГЛЕВОДОРОДОВ В КАНАЛАХ БОЛЬШОГО УДЛИНЕНИЯ

К. Ю. Арефьев[1,2,3], К. В. Федотова[1,2], Л. С. Яновский[1,4]

[1]Центральный институт авиационного моторостроения, г. Москва, Россия
[2]Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия
[3]Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия
[4]Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия

Одним из основных факторов, определяющим надежность работы энергосиловых установок (ЭСУ) различного назначения, является тепловое состояние их стенок при температуре рабочего тела порядка 2500 К и давлении до 1 МПа [1]. Перспективным направлением развития ЭСУ является создание автономных газогенераторов на конденсированных углеводородных соединениях с низкотемпературными продуктами газификации (ПГ), способными к эндотермической термодеструкции в диапазоне температур 750–1100 К и эффективному дожиганию в высокоэнтальпийном воздушном потоке [2]. Данное свойство ПГ на основе углеводородных соединений приводит к возможности реализации надежного охлаждения теплонагруженных стенок проточного тракта за счет высоких значений суммарного физико-химического хладоресурса. На рис. 1 представлено сравнение физического и суммарного хладоресурса для модельных углеводородов, способных к эндотермической термодеструкции. Видно, что при нагреве ПГ на 150–250 К суммарный физико-химический хладоресурс превышает физический в среднем в 2–3 раза.

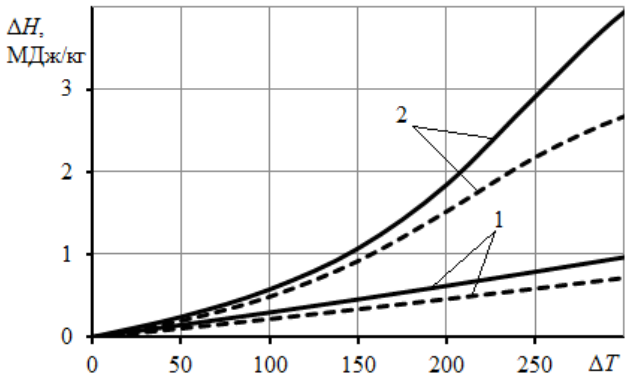


Рис. 1. Зависимость хладоресурса ΔH двух модельных углеводородов от изменения температуры ΔT: 1 – физический хладоресурс, 2 – суммарный хладоресурс

При создании ЭСУ на конденсированных углеводородных соединениях актуальным являются выбор режима работы, состава и теплофизических свойств углеводородов, конфи-

гурации проточного тракта, которые определяют тепловой режим и качество рабочего процесса. Для разработки рекомендаций по достижению требуемой надежности и эффективности ЭСУ требуется проведение параметрических расчетов в широком диапазоне влияющих параметров.

Представляемая работа посвящена расчетному исследованию сопряженного теплообмена в каналах большого удлинения системы охлаждения ЭСУ с учетом эндотермической термодеструкции и последующего дожигания в высокоэнтальпийном воздушном потоке.

Для одномерного моделирования теплообмена в канале большого удлинения с дозвуковым установившимся течением ПГ используется система дифференциальных уравнений сохранения расхода, количества движения и энергии, которая может быть записана в следующем виде:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial x}\left(\rho W\right) = 0, \\ \dfrac{\partial}{\partial x}\left(pF + GW\right) = \tau\Pi, \\ \dfrac{\partial}{\partial x}\left(h_\Sigma\right) = \dfrac{\Pi q}{G}, \end{cases} \tag{1}$$

где $\Pi = \pi d_к$; $F = \pi d_к^2/4$, $G = \rho WF$, $\tau = C_f \rho W^2/2$, $C_f = 2 \cdot 0{,}332/\sqrt{\mathrm{Re}}$ [3], $\mathrm{Re} = W d_к \rho/\mu$, $h_\Sigma = h + W^2/2$.

Система замыкается уравнением состояния газовой смеси $p/\rho = R_\mu T/M_\Sigma$, где молярная масса газовой смеси выражается через массовую долю исходного вещества по формуле

$$M_\Sigma = \frac{1}{\dfrac{g}{M_{\text{исх}}} + \dfrac{1-g}{M_{\text{пр}}}}.$$

Эндотермическая реакция разложения исходного вещества считается одностадийной брутто-реакцией, при которой исходное вещество разлагается до конечных продуктов. Теплофизические свойства смеси исходного вещества и продуктов его разложения в каждом сечении канала могут быть определены в зависимости от локальной температуры T и массового содержания исходного вещества g с использованием базы данных программного комплекса Terra [4].

Степень завершенности эндотермических реакций разложения газовой смеси выражается через массовую концентрацию исходного вещества:

$$g = \frac{C M_{\text{исх}}}{\rho} = \frac{C M_{\text{исх}} R_\mu T}{p M_\Sigma},$$

где для исходной газовой смеси $g = 1$, а для полностью разложившейся $g = 0$.

Скорость брутто-реакции разложения (реакция первого порядка по исходному веществу) при условии постоянства объёма определяется в виде производной молярной объёмной концентрации исходного вещества C по времени t:

$$-\frac{dC}{dt} = kC, \tag{2}$$

где $k = k_0 \exp\left(-E_a/R_\mu T\right)$.

В каждом сечении рассматриваемого канала, зная температуру газа в предыдущем сечении, можно по формуле (2) найти C, а затем в ходе совместного решения (1) с уравнением состояния определить искомые параметры потока: p, ρ, W, T.

При исследовании системы охлаждения газообразными эндотермическими ПГ необходимо учитывать баланс между располагаемым хладоресурсом и тепловыми потоками. Коэффициент теплоотдачи $\alpha_г$ определяется по стандартной зависимости для критерия Нуссельта:

$$\alpha_г = \frac{\mathrm{Nu}_г \lambda_г}{d_к}.$$

Для определения критерия Нуссельта в канале используется формула [5]

$$\mathrm{Nu}_г = 0,021 \cdot \mathrm{Re}_г^{\,0,8} \frac{\mathrm{Pr}_{г\,w}^{0,68}}{\mathrm{Pr}_г^{0,25}} k_r.$$

Отметим, что в пристеночном слое эндотермические реакции разложения газообразного углеводорода начинаются раньше, чем в ядре потока, вследствие поперечного градиента температуры. Данный эффект учитывается в разработанной математической модели добавлением поправки к критерию Нуссельта на эмпирическую функцию, определяемую отношением характерных времен диффузии и химической реакции [6]:

$$\frac{\mathrm{Nu}_г^{\text{кин}}}{\mathrm{Nu}_г} = f\left(\frac{\tau_д}{\tau_х}\right) = \left(\frac{1 + 4,21 \cdot 10^3 \cdot \mathrm{Da}_{II}^{1,18}}{1 + 0,52 \cdot \mathrm{Da}_{II}^{1,18}}\right)^{0,15},$$

где $\mathrm{Da}_{II} = \dfrac{k' h^2}{D}$, $D = 0,0671 \cdot \left(\dfrac{T}{T_{ст}}\right)^2 \dfrac{p_{ст}}{p}$.

После вычисления $\mathrm{Nu}_г^{\text{кин}}$ может быть определен коэффициент теплоотдачи к горючему, скорректированный по критерию Нуссельта $\alpha_г^{\text{кин}}$. Плотность теплового потока q определяется по формуле

$$q = \left(T_w - T_г\right) \alpha_г^{\text{кин}}.$$

Решение рассмотренной системы уравнений осуществляется с использованием дискретизации параметров по оси канала с последующим интегрированием явным методом. Представленная одномерная математическая модель позволяет определять распределение параметров потока смеси исходного вещества и продуктов его разложения с учетом эндотермических химических реакций вдоль канала с решением сопряженной задачи теплообмена с использованием критериальных зависимостей.

На рис. 2 представлены результаты расчета по разработанной одномерной математической модели температуры огневой стенки проточного тракта ЭСУ при охлаждении продуктами газификации конденсированного углеводородного соединения и последующим дожиганием при различных коэффициентах избытка воздуха и плотностях теплового потока. При этом плотность теплового потока и относительная длина проточного тракта определяется на основании обеспечения максимальной эффективности процесса горения продуктов газификации в высокоэнтальпийном воздушном потоке.

С ростом коэффициента избытка воздуха температура огневой стенки увеличивается, что объясняется снижением расхода продуктов газификации и соответственно увеличением уровня теплового потока, приходящегося на единицу массового расхода охладителя.

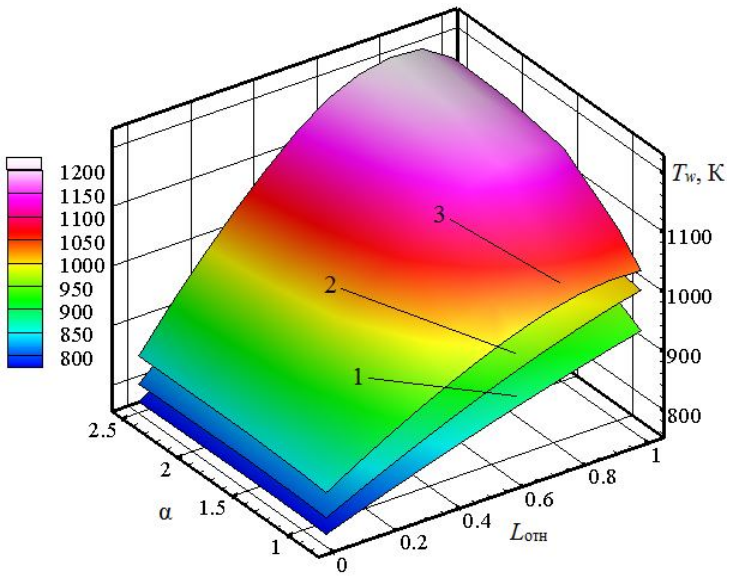


Рис. 2. Зависимость температуры стенки T_w от коэффициента избытка воздуха α и относительной длины проточного тракта $L_{отн}$ при различной максимальной плотности теплового потока: 1 – q = 0,5 МВт/м^2; 2 – 1,0; 3 – 1,5

Для рассмотренных режимов работы ЭСУ температура стенки не превышает значения соответствующего пределу работоспособности современных конструкционных материалов, что подтверждает актуальность дальнейших исследований в обеспечение создания автономных газогенераторов на конденсированных углеводородных соединениях с низкотемпературными продуктами газификации способными к эндотермической деструкции.

Обозначения

C – молярная объёмная концентрация исходного вещества, моль/м^3; C_f – коэффициент сопротивления; D – коэффициент диффузии, м^2/с; d – диаметр, м; E_a – энергия активации, Дж/моль; F – площадь поперечного сечения канала, м^2; G – массовый расход в канале, кг/с; g – массовая доля исходного компонента; h – энтальпия, Дж/кг; ΔH – хладоресурс, МДж/кг; k – константа скорости, 1/с; k_0 – предэкспоненциальный множитель; $L_{отн}$ – относительная длина канала; M – молярная масса, кг/моль; p – давление, Па; q – удельная плотность теплового потока, Вт/м^2; R – газовая постоянная, Дж/(кг·К); R_μ – универсальная газовая постоянная Дж/(моль·К), T – температура, К; t – время, с; W – скорость газового потока, м/с; x – осевая координата, м; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К), коэффициент избытка воздуха; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); μ – коэффициент динамической вязкости, Па·с; ρ – плотность газа, кг/м^3; τ – вязкое напряжение газового потока, кг/(м·с^2); П – периметр, м.

Литература

1. Арефьев К. Ю., Федотова К. В., Яновский Л. С. и др. Моделирование течения и термодеструкции смеси газообразных углеводородов в теплонагруженных каналах большого удлинения // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 1. С. 155–166.

2. Арефьев К. Ю., Федотова К. В., Яновский Л. С. и др. Исследование газификации твердых углеводородов в шаровых укладках при воздействии высокотемпературного газового потока // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 6. С. 951–962.

3. Авдуевский В. С. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М.: Наука, 1992.

4. Трусов Б. Г. Программная система ТЕРРА для моделирования фазовых и химических равновесий при высоких температурах // III Междунар. симпозиум "Горение и плазмохимия" (24–26 августа 2005). Алматы, Казахстан, 2005. С. 52–57.

5. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977. – 344 с.
6. Шигибаев Т. Н., Яновский Л. С., Галимов Ф. М. и др. Эндотермические топлива и рабочие тела силовых и энергетических установок. Казань: РАН – КГТУ, 1996. – 264 с.

УДК 621.165:621.17(075.8)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ОХЛАДИТЕЛЕЙ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ЭЖЕКТОРОВ

К. Э. Аронсон, И. Б. Мурманский, Ю. М. Бродов, А. Ю. Рябчиков, Н. В. Желонкин, Д. В. Брезгин

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия
Уральский энергетический институт, г. Екатеринбург, Россия
k.e.aronson@urfu.ru

Несмотря на многочисленные исследования газодинамики в эжекторах, как в классических [1–7], так и в современных работах [8–10], вопросы взаимного влияния функционирования пароструйных аппаратов и промежуточных охладителей в многоступенчатых эжекторах изучены недостаточно. Опытный эжектор, установленный на ТЭС на энергоблоке мощностью 200 МВт, кроме стандартных измерений давлений в приемных камерах ступеней оснащен датчиками давления и температуры после диффузоров (перед охладителями) ступеней. На рис. 1 представлена конструктивная схема и схема измерений, реализованная на опытном эжекторе ЭПО-3-80. Максимальная среднеквадратичная погрешность оценки разности давлений на входе и выходе охладителей составляла от 7 до 11% для разных ступеней эжектора.

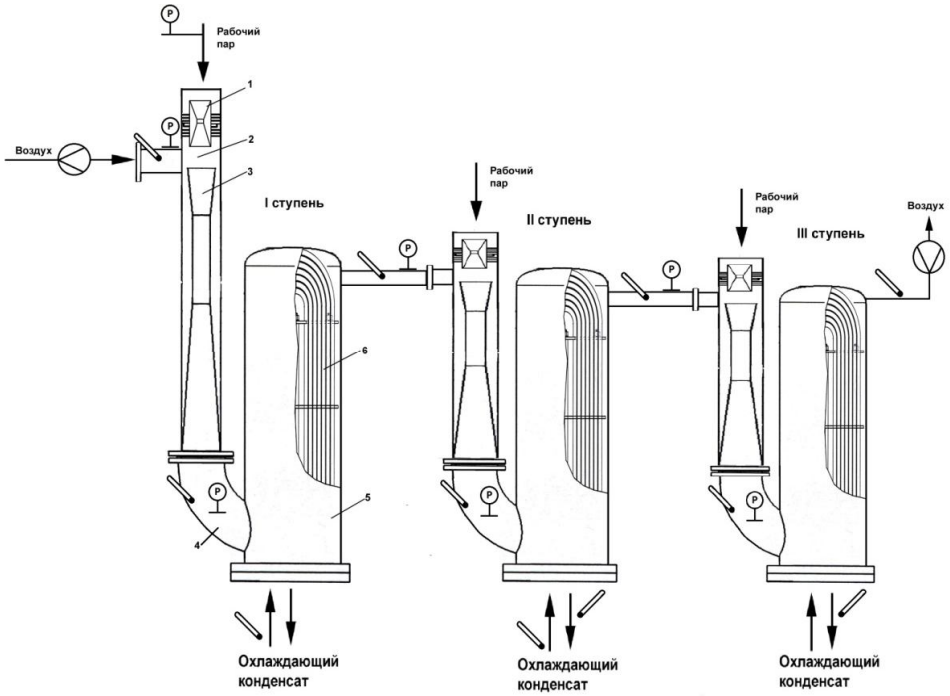


Рис. 1 Схема измерений трехступенчатого эжектора: 1 – сопло; 2 – приемная камера; 3 – камера смешения и диффузор; Ⓟ – измерение давления, ⟍ – измерение температуры

Результаты натурных испытаний эжектора ЭПО-3-80 показали, что в ряде режимов давление паровоздушной смеси (ПВС) возрастает от входа к выходу промежуточного охладителя. На рис. 2 представлены данные для разности давлений ПВС в охладителе I ступени, в зависимости от расхода воздуха, подаваемого в эжектор. Данные приведены для двух температур основного конденсата на входе в эжектор $t_{1в}$ = 11 °С и 32 °С. При $t_{1в}$ = 32 °С приведены результаты испытаний для двух давлений рабочего пара на эжектор. Из рис. 2 видно, что $\Delta P_1 = P_{11} - P_{12}$ изменяется от –1.4 до + 2.8 кПа. При низких температурах воды на входе в охладитель давление ПВС на входе в охладитель (P_{11}) в большинстве режимов ниже, чем на выходе (P_{12}) ($\Delta P_1 < 0$). При этом, как показано в [11], расчетное газодинамическое сопротивление такого типа охладителей составляет $\Delta P_i = P_{i1} - P_{i2}$ = 0.2–0.3 кПа.

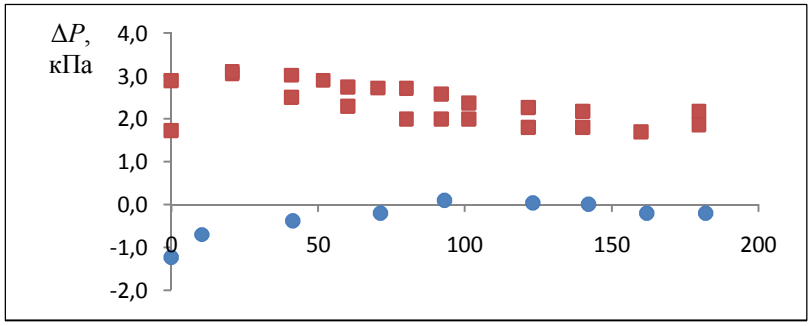


Рис. 2. Разность давлений на входе и выходе из промежуточных охладителей эжектора ЭПО-3-80 ($\Delta P_i = P_{i1} - P_{i2}$), квадратные точки получены при $t_{1в}$ = 11 °С, круглые точки – $t_{1в}$ = 32 °С

При $t_{1в}$ = 32 °С $\Delta P_1 > 0$. При низкой температуре воды в охладителе I ступени (низком давлении насыщения) скорость ПВС на выходе из диффузора, рассчитанная по измеренному значению статического давления, достигала 0.9 М. При $t_{1в}$ = 32 °С скорости ПВС за диффузором достигали 50–80 м/с.

Для II и III ступеней давление ПВС на входе в охладитель в большом количестве режимов ниже, чем на выходе. Максимальное увеличение давления в охладителе достигает ΔP_3 = = – 8.6 кПа.

Для объяснения особенностей процесса повышения давления в газовых потоках авторами рассмотрен ряд возможных механизмов [3, 5, 6, 11]:

- конденсационный скачок;
- совокупность внешних воздействий на поток, описываемых законом обращенного воздействия, сформулированным Л. А. Вулисом [12];
- скачок давления во влажном паре.

Анализ показал, что первая и вторая гипотезы не полностью объясняют зафиксированный эффект повышения давления и его значение.

Повышение давления на основе скачка во влажном паре основано на модели течения влажного пара в последних ступенях турбин [3, 6]. Для формулировки физико-математической модели процесса скачка давления во влажном паре на входе в теплообменник авторами сделан ряд допущений и дополнений, основанных на результатах собственных экспериментов авторов и работы [6].

Предполагаем, что поток паровоздушной смеси, двигаясь на входе в охладитель с высокой, но дозвуковой скоростью, срывает капли конденсата, стекающие по первым рядам трубок, и образует газопароводяную смесь на входе в теплообменник – туман. При этом поток становится двухфазным. Как известно, скорость звука в двухфазной среде значительно снижается. Таким образом, образовавшийся двухфазный поток может стать сверхзвуковым. Предполагается, что торможение сверхзвукового потока на входе в охладитель может реализоваться в скачке давления.

Для оценки корректности предложенной гипотезы проведена оценка скорости звука во влажной газопароводяной смеси на входе в теплообменник. Для формулировки физико-математической модели уравнения сохранения массы, импульса и энергии записаны, используя [6] и преобразованы до вида

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{\beta_{пв2} T_2 P_1}{\beta_{пв1} T_1 P_2}, \tag{1}$$

$$\frac{P_2}{P_1} - 1 = \frac{k}{\beta_{пв1}} C_1 \left(C_1 - C_2 \right), \tag{2}$$

$$r_1 \beta_{п1} + h_{пк1} \beta_{пк1} + h_{в1} \beta_{в1} + kRT_1 C_1^2 / 2 = r_2 \beta_{п2} + h_{пк2} \beta_{пк2} + h_{в2} \beta_{в2} + kRT_1 C_2^2 / 2, \tag{3}$$

здесь «1, 2» – параметры среды до и после скачка; «к, в, п» – параметры конденсата (влаги), воздуха и пара; двойные индексы относятся к двухкомпонентной смеси: «пв» – пар и воздух (газовый компонент); «пк» – пар и конденсат. Обозначения переменных: w – скорость; T, P – температура, давление; ρ – плотность компонента; r, h – теплота фазового перехода, теплосодержание; β – весовая доля компонента; $\beta_п = m_п/(m_п + m_к + m_в)$ – доля пара; $\beta_{пк} = (m_п + m_п)/(m_п + m_к + m_в)$ – доля пара и конденсата; $\beta_в = m_в/(m_п + m_к + m_в)$ – доля воздуха, здесь m – масса компонента.

Для вывода уравнения неразрывности (1) использовано уравнение состояния идеального газа; формула (2) получена при условии отсутствия скольжения (скорость газовой и жидкой фазы в потоке одинаковы) и малости объема жидкой фазы в сравнении с газовой. Скорость звука во влажном паре ($a_{пк}$) определялась согласно [6]. Степень сухости влажного пара (x) определялась через весовую долю пара в пароводяной смеси.

В результате расчета подтверждено, что при расчетных значениях степени сухости влажного пара на входе в охладитель число Маха потока $M > 1.0$ (рис. 3).

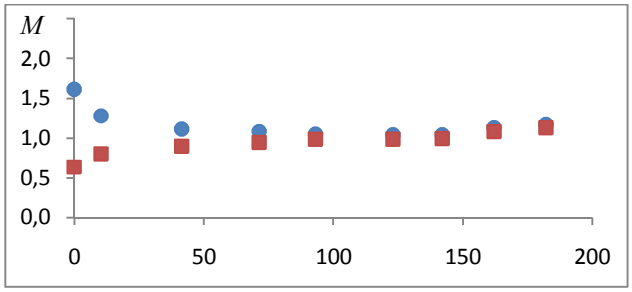


Рис. 3. Число Маха потока до предполагаемого скачка и за скачком, квадратные точки – за скачком, круглые точки – до скачка

Таким образом, гипотеза может описывать зафиксированный эффект.

При конденсации пара из паровоздушной смеси в промежуточных охладителях многоступенчатых пароструйных эжекторов газодинамическое сопротивление этих охладителей может существенно отличаться от их расчетного сопротивления. Давление в межтрубном пространстве на входе в охладитель может быть, как выше ($\Delta P_i \approx 4$ кПа), так и ниже ($\Delta P_i \approx$ $\approx -8{,}6$ кПа), чем на выходе из охладителя. В последнем случае в охладителе наблюдается повышение или скачок давления ПВС. На такое изменение газодинамического сопротивления влияют предвключенная и приключенная пароструйная ступень, доля сконденсировавшегося в охладителе пара и температура охлаждающей воды на входе в охладитель. Для объяснения полученного эффекта рассмотрены три возможные модели. Наиболее удовлетворительное объяснение экспериментальных данных дают расчеты по модели скачка давления во влажной паровоздушной смеси на входе в теплообменник. Зафиксированное существенное сни-

жение давления газа от входа к выходу из теплообменника можно объяснить неполной конденсацией пара из ПВС и резким возрастанием вследствие этого газодинамического сопротивления охладителя. Представленные в работе результаты требуют пересмотра методик расчета многоступенчатых пароструйных эжекторов. Считаем, что необходимо продолжение исследований полученных эффектов как экспериментальными, так и расчетными методами.

Литература

1. Берман Л. Д., Зингер Н. М. Воздушные насосы конденсационных установок паровых турбин. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962. – 96 с.
2. Васильев Ю. Н. К теории газового эжектора // Сб. работ по исследованию сверхзвуковых газовых эжекторов. М.: Изд-во ЦАГИ, БНИ, 1961. С. 48–79.
3. Дейч М. Е., Зарянкин А. Е. Гидрогазодинамика: учеб. пособие для вузов. М.: Энергоатомиздат, 1981. – 384 с.
4. Шкловер Г. Г., Мильман О. О. Исследование и расчет конденсационных установок паровых турбин. М.: Энергоатомиздат, 1985. – 240 с.
5. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991. – 600 с.
6. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергия, 1968. – 423 с.
7. Соколов Е. Я., Зингер Н. М. Струйные аппараты. М.: Энергоатомиздат, 1989. – 352 с.
8. Sobolev A. V. Calculation of critical regimes in the ejectors with converging chamber // Thermophysics and Aeromechanics. 2012. Vol. 19, Is. 2. P. 267–277.
9. Цегельский В. Г., Акимов М. В., Сафаргалиев Т. Д. Экспериментальное исследование влияния основного геометрического параметра и коэффициента расширения сопла активного газа на характеристики сверхзвуковых газовых эжекторов с конической камерой смешения // Теплоэнергетика. 2018. № 1. С. 34–46.
10. Bartosiewicz Y., Lamberts O., Chatelain P. New methods for analyzing transport phenomena in supersonic ejectors // Intern. J. of Heat and Fluid Flow. 2017. Vol. 64. P. 23–40.
11. Аронсон К. Э., Рябчиков А. Ю., Бродов Ю. М., Желонкин Н. В., Мурманский И. Б. Эффективность функционирования промежуточных охладителей многоступенчатых пароструйных эжекторов паровых турбин //Теплоэнергетика. 2017. № 3. С. 15–21.
12. Вулис Л. А.Термодинамика газовых потоков. М.: Энергия, 1960. – 303 с.

УДК 66.045

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ФИЛЬТРАЦИОННОЙ СУШКЕ СЛОЯ РАСТИТЕЛЬНОГО СЫРЬЯ

В. М. Атаманюк, И. А. Гузёва, Д. П. Киндзера

Национальный университет «Львовская политехника», г. Львов, Украина
atamanyuk@ukr.net

Рассмотрен процесс теплообмена при фильтрационной сушке и выведена расчетная зависимость в виде безразмерных комплексов, которые позволяют рассчитать коэффициенты теплоотдачи в случае, если известны режимы фильтрации и физические параметры теплового агента.

Фильтрационная сушка представляет собой процесс фильтрации теплового агента в направлении «слой материала – перфорированная перегородка».

Объектом исследования был слой зерна пшеницы. Предполагая, что температура теплового агента одинакова со всех сторон частицы пшеницы, для описания процесса теплообмена можно использовать граничные условия третьего рода. Дифференциальное уравнение процесса теплообмена твердого тела цилиндрической формы с соразмерными значениями (длина цилиндрической части незначительно превышает его диаметр) имеет вид [1]:

$$\frac{\partial T(r,z,\tau)}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 T(r,z,\tau)}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T(r,z,\tau)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r,z,\tau)}{\partial z^2}\right), \quad (1)$$

$$(\tau > 0,\ 0 < r < R,\ -l < z < +l)$$

с граничными условиями:

$$T(r,z,0) = T_0 = \text{const};$$

$$-\frac{\partial T(r,z,\tau)}{\partial r} + H\cdot\left[t_c - T(R,z,\tau)\right] = 0; \quad \frac{\partial T(0,z,\tau)}{\partial r} = 0,\ T(0,z,\tau) \neq \infty;$$

$$-\frac{\partial T(r,l,\tau)}{\partial z} + H\cdot\left[t_c - T(r,l,\tau)\right] = 0; \quad \frac{\partial T(r,0,\tau)}{\partial z} = 0.$$

Для малых значений Fo решение данной задачи имеет вид [1]

$$\frac{t_c - T(r,z,\tau)}{t_c - T_0} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty} B_{n,1}B_{m,2}\exp\left[-\left(\frac{\mu_{n,1}^2}{R^2} + \frac{\mu_{m,2}^2}{l^2}\right)a\tau\right], \quad (2)$$

$$B_{m,2} = \frac{2Bi_2^2}{\mu_{m,2}^2\left(Bi_2^2 + Bi_2 + \mu_{m,2}^2\right)}, \qquad B_{n,1} = \frac{4Bi_1^2}{\mu_{n,1}^2\left(\mu_{n,1}^2 + Bi_1^2\right)}.$$

Из литературных источников известно, что если Фурье Fo > 0,3 [1] достаточно ограничиться первым корнем характеристического уравнения, т. е. выделить регулярный режим. Наши расчеты ограничивались первым корнем характеристического уравнения, а достоверность такого предположения устанавливалась проверкой значений Fo и Bi.

Значения коэффициентов теплоотдачи рассчитывали согласно уравнению теплоотдачи:

$$\alpha = \frac{\Delta Q}{F\left(\bar{t}_c - \bar{T}_{n.}\right)\Delta\tau}. \quad (3)$$

Значение коэффициента теплоотдачи является усредненным по слою в связи с тем, что тепловой агент движется по сложной траектории каналов между частицами, поэтому его скорость меняется относительно поверхности зерна. На рис. 1 приведена зависимость коэффициента теплоотдачи от действительной скорости фильтрования теплового агента для сухого и влажного зерна пшеницы. Как видно из рис. 1, экспериментальные данные можно аппроксимировать прямой линией, что свидетельствует о линейной зависимости коэффициента теплоотдачи от действительной скорости фильтрования теплового агента.

Обобщение результатов представляли в безразмерном виде:

$$\text{Nu} = A\,\text{Re}_e^n\,\text{Pr}^m. \quad (4)$$

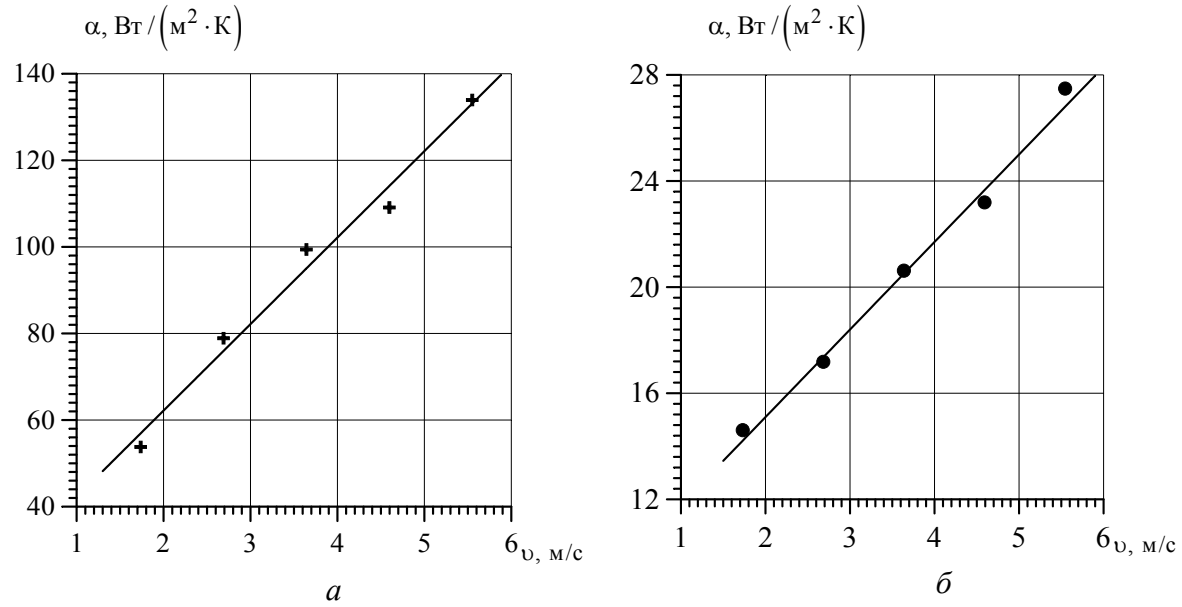


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от действительной скорости фильтрования теплового агента для сухого (*а*) и влажного (*б*) слоёв зерна пшеницы

Данные, приведенные на рис. 2, можно аппроксимировать степенной зависимостью, а обобщение этих данных представить в виде:

для сухого зерна пшеницы

$$\mathrm{Nu} = 0,077 \cdot \mathrm{Re}_e^{0,75}\,\mathrm{Pr}^{0,33}, \tag{5}$$

для влажного зерна пшеницы:

$$\mathrm{Nu} = 0,072 \cdot \mathrm{Re}_e^{0,5}\,\mathrm{Pr}^{0,33}. \tag{6}$$

Максимальная относительная погрешность между экспериментальными и рассчитанными по (5), (6) значениями не превышает $\pm 8,3\%$.

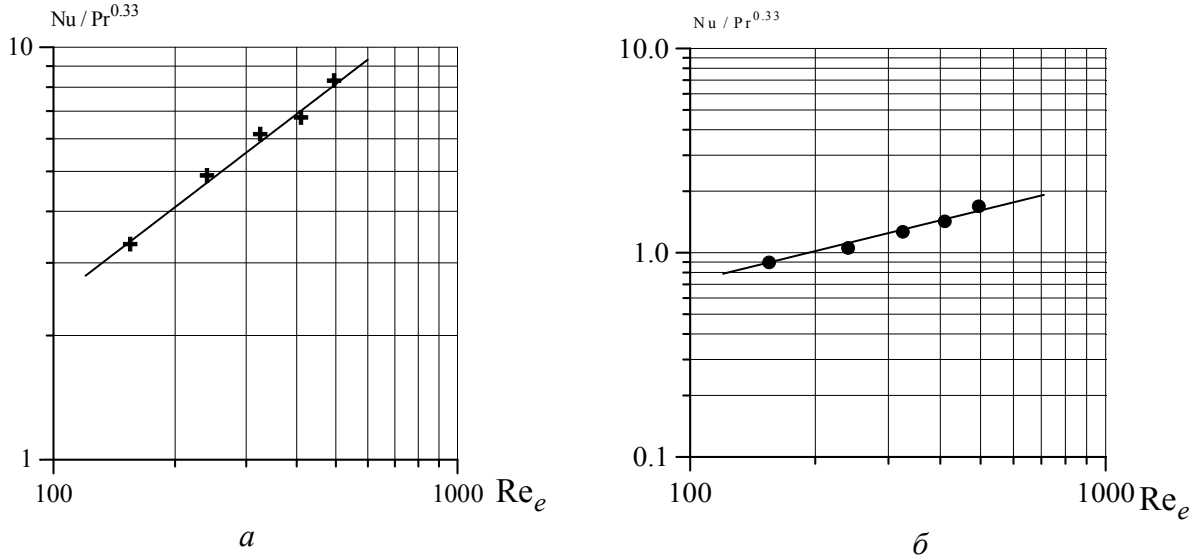


Рис. 2 Зависимость $\mathrm{Nu} / \mathrm{Pr}^{0.33} = f(\mathrm{Re}_e)$ для сухого (*а*) и влажного (*б*) слоя зерна пшеницы при температуре 60 °С

Анализ критериальных зависимостей (5) и (6) указывает, что теплообмен для влажного зерна осложнён массообменом, поэтому показатели степени у числа Рейнольдса различны для сухого и влажного слоя зерна пшеницы.

Авторы благодарят корпорацию ROSHEN за финансовую поддержку при публикации тезисов доклада и участии в XVI Минском международном форуме по тепло- и массообмену.

Обозначения

R – усредненный радиус «цилиндрической» части зерна; l – половина усредненной длины зерна; t_c – температура среды; $T(r, z, \tau)$ – температура в любой точке зерна (когда $r = R$ – температура на поверхности); μ_n – корень характеристического уравнения; α – коэффициент теплоотдачи; Bi – критерий Био; F – поверхность всех частиц слоя; $\Delta\tau$ – время проведения эксперимента; $T_п$ – средняя температура поверхности твердых частиц; $\mathrm{Nu} = \alpha d_e/\lambda$ – критерий Нуссельта; $\mathrm{Re} = \upsilon d_e/\nu$ – критерий Рейнольдса; $\mathrm{Pr} = \nu/a$ – критерий Прандтля; ν – коэффициент кинематической вязкости; a – коэффициент температуропроводности; υ – действительная скорость фильтрования теплового агента; d_e – эквивалентный диаметр каналов между частицами.

Литература

1. Атаманюк В. М., Гумницький Я. М. Наукові основи фільтраційного сушіння дисперсних матеріалів. Монографія. Львів: Львівська політехніка, 2013. – 276 с.

УДК 628.81

ПРОЦЕССЫ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОТОПЛЕНИИ ЗДАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНДИВИДУАЛЬНОГО ТЕПЛОВОГО ПУНКТА

Б. И. Басок, Б. В. Давыденко, О. Н. Лысенко

Институт технической теплофизики Национальной академии наук Украины, г. Киев

Для решения задачи о тепловом состоянии помещения применяется модель теплопереноса с сосредоточенными параметрами. Модель предполагает наличие определенного количества характерных расчетных элементов в помещении, значение температуры которых определяют температурное состояние помещения в целом. Для помещения с одним окном и одним отопительным устройством рациональное количество таких элементов – 12, номера которых соответственно обозначены на рис. 1 в различных сечениях помещения. Для каждого из них составляются соответствующие уравнения теплового баланса [1].

Составляя уравнение теплового баланса для внутренних стен помещения, а также потолка и пола, принимаем, что к поверхностям данных элементов поступает радиационный тепловой поток от радиатора. С поверхностей упомянутых элементов радиационный поток поступает к части внутренней поверхности наружной стены и к внутренней поверхности окна. Кроме того, из этих поверхностей теплота удаляется конвекцией к внутренней воздушной среде.

Для окна уравнение теплового баланса составляется при условии, что на его внутреннее стекло поступают радиационные тепловые потоки от всех поверхностей внутренних ограж-

дений и конвективный тепловой поток от внутренней воздушной среды помещения. Через окно теплота переносится теплопроводностью, конвекцией и излучением (радиационный теплоперенос). Термическое сопротивление теплопереноса от внутренней поверхности окна к его внешней поверхности составляет при этом $R_{ок}$. С внешней поверхности окна тепловые потоки путем конвекции и радиации отводятся во внешнее пространство.

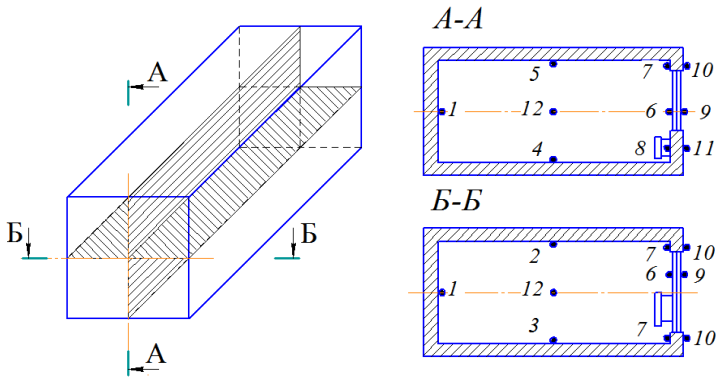


Рис. 1. Схема для модели с сосредоточенными параметрами для расчета теплового режима помещения: *1* – стена, противоположная окну; *2* – боковая стена слева от окна; *3* – боковая стена справа от окна; *4* – пол; *5* – потолок; *6* – внутренняя поверхность окна; *7* – часть внутренней поверхности наружной стены, к которой входит участок, расположенный непосредственно за радиатором; *8* – поверхность этой стены, расположенной за радиатором; *9* – наружная поверхность окна; *10* – внешняя поверхность наружной стены; *11* – внешняя поверхность наружной стены в пределах ее зарадиаторного участка; *12* – внутренняя воздушная среда

Аналогично составляется уравнение теплового баланса для наружной стены На участке ее поверхности, что находится за радиатором, учитывается также лучистый тепловой поток от данного отопительного прибора.

Для внутренней воздушной среды уравнение теплового баланса составляется в условиях его конвективного теплообмена со всеми внутренними поверхностями помещения и конвективного теплообмена с четырьмя поверхностями (две внутренние и две внешние) панельного радиатора. При этом также учитывается теплоперенос воздушным потоком, который поступает в помещение с внешнего пространства за счет инфильтрации и выходит из помещения через вентиляционную систему. Объемный расход этого воздуха составляет $G_{инф}$.

Система из двенадцати нестационарных уравнений теплового баланса решается численно [1].

Расчеты проводились для модельного помещения длиной 6 м, шириной 3 м и высотой 3 м. Такие помещения являются наиболее типичными для административных корпусов №№ 1–4 Института технической теплофизики НАН Украины (ИТТФ НАН Украины). В качестве отопительного устройства используется двухпанельный радиатор высотой 0,5 м, шириной 1 м, установленный под окном на расстоянии 0,05 м от внешней стены. Окно, площадь которого – 3,72 м^2, имеет собственное термическое сопротивление $R_{ок}$ = 0,16 м^2·К/Вт. Внешняя стена – трехслойная. Внутренний и наружный слои выполнены из бетона. Их толщины составляют 0,06 м. Полость между слоями бетона шириной 0,10 м заполнена минеральной базальтовой ватой. Термическое сопротивление наружной стены составляет $R_{ст}$ = 2,32 м^2·К/Вт. Внутренние стены, пол и потолок также выполнены из бетона. Толщина внутренних стен – 0,10 м. Толщина пола и потолка – 0,30 м. Теплота в помещение поступает как от двухпанельного радиатора, так и от оргтехники и человека, которые работают 8 ч в сутки (рабочее время) и имеют суммарную мощность Q_v = 200 Вт.

Для верификации результатов расчета на основе теплофизической модели используются экспериментальные данные, полученные с 21 по 27 февраля 2018 г. в ходе экспериментальных исследований теплопотребления корпуса № 1 ИТТФ НАН Украины при использо-

вании индивидуального теплового пункта с гидравлической стрелкой [2]. Экспериментально измерялись основные параметры теплопотребления здания: температура теплоносителя в подающем и обратном трубопроводах, температура воздуха в контрольном помещении и окружающей среде, расходы теплоносителя и тепловой энергии в подающем и обратном трубопроводах.

Для определения задачи о тепловом режиме корпуса в целом упомянутая система из 12 уравнений решается для всех помещений, которые находятся в здании, а также для коридоров и лестничного марша. Если в помещении имеется 2 или более окон, а также 2 или более нагревательных устройств, количество расчетных узлов для такого помещения соответствующим образом увеличивается. В этом случае учитывается также теплоперенос через внутренние стены помещений к смежным помещениям. Учитывается также теплоотдача от комнат, расположенных на 3-м этаже через крышу в окружающую среду, и теплоотдача от комнат, находящихся на 1-м этаже в грунт через неутепленный фундпмент. Также учитывается теплоотдача от комнат, расположенных в торцах здания через две наружные стены.

Все помещения рассматриваемого корпуса связаны между собой общей системой отопления. Расходы теплоносителя через систему отопления рассчитываются с учетом местных гидравлических сопротивлений отдельных элементов (собственно отопительных устройств, колен, тройников, конфузорных и диффузорных участков трубопроводов) и потерь давления на трение по длине трубопроводов. От каждого стояка отработанный теплоноситель поступает к обратному трубопроводу. Температура теплоносителя в обратном трубопроводе рассчитывается из уравнения теплового баланса для двух потоков жидкости, которые смешиваются в месте присоединения стояка к обратному трубопроводу. Таким образом, рассчитывается температура теплоносителя в обратном трубопроводе.

Для решения задачи о тепловом состоянии каждого помещения корпуса, а также о теплопотерях корпуса в целом достаточно задать общие расходы теплоносителя на корпус, температуру теплоносителя на входе в систему отопления и температуру наружного воздуха. Рассчитанная по этому алгоритму температура теплоносителя на выходе из системы отопления сравнивается с экспериментом (рис. 2). Из рис. 2 видно, что расчетная температура теплоносителя в обратном трубопроводе в среднем на 2–2,5 °С выше экспериментальной. Это объясняется тем, что в представленной модели с сосредоточенными параметрами, которая представляет собой достаточно сложную систему, трудно учесть все конструктивные элементы системы отопления, а также все источники потерь теплоты в окружающее пространство.

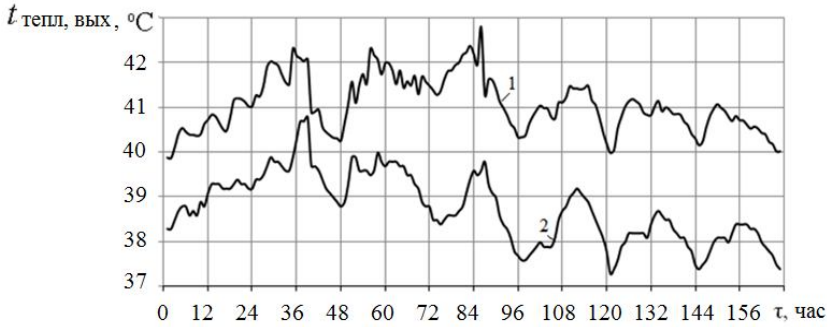


Рис. 2. Изменение во времени температуры теплоносителя на выходе из системы отопления: 1 – расчет; 2 – эксперимент

На рис. 3 представлены зависимости от времени расчетных значений теплопотерь здания и экспериментально найденных величин суммарной мощности отопительной системы.

Суммарная мощность отопительной системы $Q_{от}$ оценивается по формуле

$$Q_{от} = GC\rho\left(t_{вх} - t_{вых}\right).$$

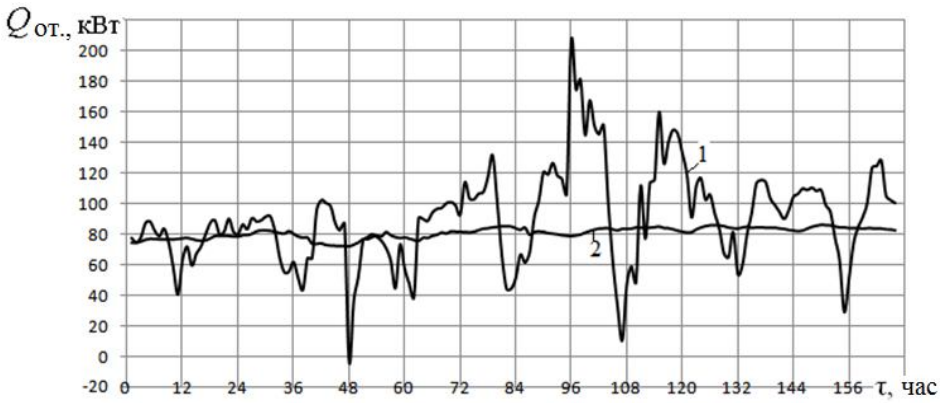


Рис. 3. Зависимость от времени суммарных потерь теплоты здания: 1 – расчетные значения теплопотерь; 2 – суммарная мощность системы отопления

В целом же следует отметить, что найденные расчетным путем значения теплопотерь оказываются меньше, чем экспериментальные. Причина этого заключается в недостаточной точности модели с сосредоточенными параметрами, поскольку она может лишь приближенно описать достаточно сложные процессы теплопереноса в помещениях, а также характер теплового взаимодействия здания с окружающей средой.

Кроме рассмотренного выше изменения во времени температурного режима здания в целом, рассматриваются также результаты исследований температурного состояния одного из помещений рассматриваемого корпуса, в котором для измерения температуры были установлены термометры сопротивления. Помещение содержит одно окно и один отопительный прибор (двухпанельный радиатор). Изменение во времени температуры поверхностей радиатора, установленного в исследуемом помещении, представлено на рис. 4.

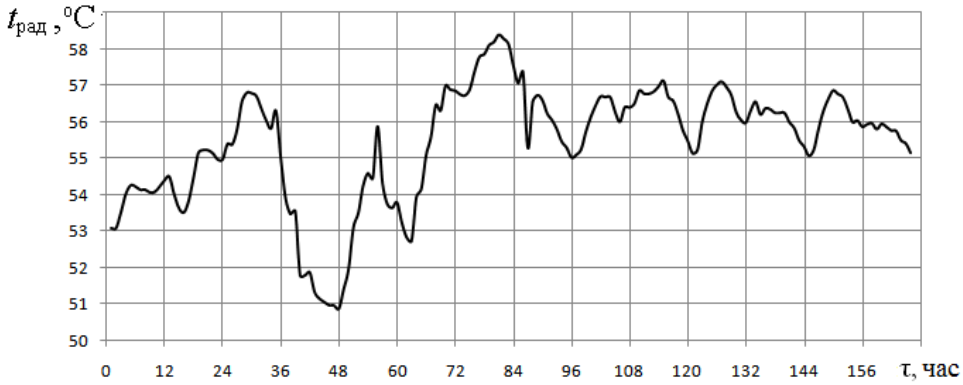


Рис. 4. Изменение во времени температуры радиатора в исследуемом помещении

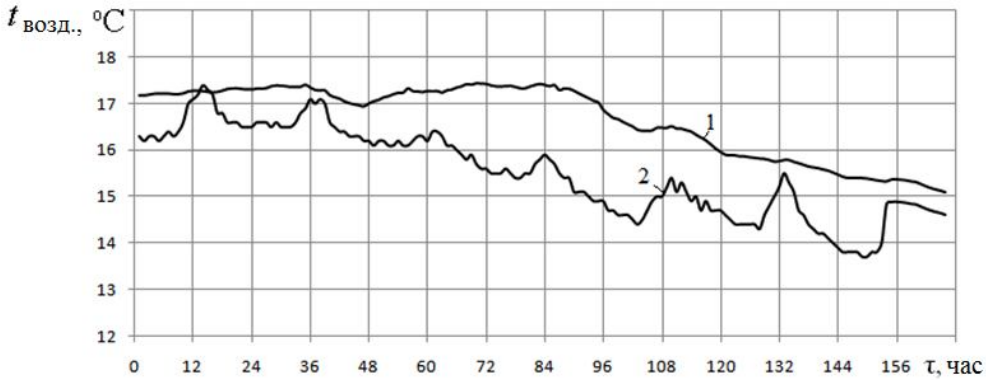


Рис. 5. Изменение во времени температуры воздуха в помещении: 1 – расчет; 2 – эксперимент

Изменение во времени температуры воздушной среды в помещении представлено на рис. 5. Сравнение расчетных результатов с экспериментальными данными, которые также представлены на рисунке, указывает на их удовлетворительное согласование (отличие в пределах 0,5–1,0 °С).

Итак, предложенную теплофизическую модель можно считать адекватной, поскольку отличие расчетной температуры теплоносителя на выходе из системы отопления от температуры, найденной из эксперимента, находится в допустимых пределах.

Обозначения

$Q_{от}$ – мощность отопительной системы, Вт; G – объемный расход воды, м^3/с; C – теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К); ρ – плотность, кг/м^3; τ – время, с; t – температура, ºС.

Литература

1. Басок Б. И. Давыденко Б. В., Гончарук С. М., Лысенко О. М. Температурный режим отапливаемого помещения. Приближенная теплофизическая модель // Пром. теплотехника. 2013. Т. 35, № 4. С. 23–30.

2. Пат. 70590 Україна, МПК (2012.01), F24D 15/00, F24D 3/02 (2006.01). Індивідуальний тепловий пункт / А. А. Долінський, Б. І. Басок, О. М. Лисенко, А. О. Авраменко, А. Р. Коба, А. І. Тесля, М. А. Хибина; заявник та власник Інститут технічної теплофізики НАН України. – № u 201109780; заявл. 08.08.2011; опубл. 25.06.2012, Бюл. № 12. – 3 с.

УДК 621.039

ПРИМЕНЕНИЕ БЛОЧНЫХ ПГУ-ТЭЦ ДЛЯ ЭНЕРГОСНАБЖЕНИЯ НОВЫХ РАЙОНОВ ГОРОДОВ

В. В. Бирюк[1], В. В. Урлапкин[1], Л. П. Шелудько[2]

[1]Самарский национальный исследовательский университет им. академика С. П. Королева, г. Самара, Россия, teplotex_ssau@bk.ru

[2]Самарский государственный технический университет, г. Самара, Россия, usat@samgtu.ru

В работе обоснована экономическая эффективность комбинированного тепло- и энергоснабжения новых районов крупных городов от блочных теплофикационных парогазовых ТЭЦ.

Одной из важнейших проблем при строительстве новых районов крупных городов является их обеспечение экономичными и надежными системами тепло- и электроснабжения. Экономически нецелесообразно их подключение к морально и физически изношенным тепловым сетям централизованных систем теплоснабжения. Децентрализация систем энергоснабжения новых районов с их тепло- и электроснабжением от парогазовых мини-ТЭЦ (ПГУ-ТЭЦ) является альтернативным направлением относительно их энергоснабжения от централизованных ТЭЦ. В ряде европейских стран, в частности в Германии [1], имеется опыт строительства в городах блочных ПГУ-ТЭЦ. Они снабжены противодавленческими паровыми турбинами с сетевыми подогревателями, а в котлах-утилизаторах (КУ) применены

камеры дожигания топлива (КД), размещенные перед газоводяными подогревателями (ГВП) сетевой воды теплосети. В отопительные периоды года тепловую мощность блочных ПГУ-ТЭЦ повышают путем сжигания топлива в КД и увеличения тепловой мощности ГВП. Важно, что при строительстве ПГУ-ТЭЦ вблизи новых районов городов значительно сокращается протяженность тепловых сетей и тепловых потерь.

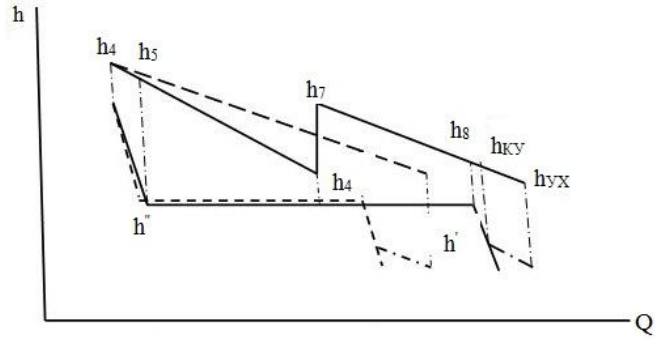
Известно, что при выработке в паровых котлах перегретого пара средних параметров по сравнению с выработкой пара высоких параметров, доля тепловосприятия в испарителях увеличивается на 35% с уменьшением тепловосприятия в экономайзерах и пароперегревателях [2]. В статье [3] проведен анализ усовершенствованного типа блочной ПГУ-ТЭЦ, в КУ которой применен двухступенчатый испаритель И1 и И2 с КД между его ступенями. Показана высокая эффективность этого типа ПГУ-ТЭЦ, обладающей высокой маневренностью при работе как в неотопительный, так и в отопительные периоды года.

Сравнение парогазовой установки с паровым приводом компрессора и традиционной ПГУ с газотурбинным приводом компрессора, проведенное в [4], показало, что паровой привод способствует уменьшению степени повышения давления воздуха в компрессоре, повышению температуры газа за газовой турбиной, увеличению электрической мощности ГТУ и КПД ПГУ.

В патенте [5] предложен новый тип и способ работы блочной ПГУ-ТЭЦ, содержащей двухступенчатый испаритель И1 и И2 с камерой дожигания КД, установленной между его ступенями, две противодавленческие паровые турбины ПТ1 и ПТ2, связанные с сетевыми подогревателями СП1 и СП2. В неотопительных режимах привод компрессора низкого давления (КНД) производится от турбины ПТ1, а компрессора высокого давления (КВД) – от газовой турбины. В отопительных режимах ПТ1 используется для привода компрессора, а дополнительная (энергетическая) турбина для привода КВД и электрогенератора. В неотопительных режимах теплоту пара, расширенного в ПТ1, используют в СП1 для подогрева сетевой воды. В отопительных режимах, при понижении температуры атмосферного воздуха, в КД сжигают дополнительное топливо и увеличивают выработку пара в котле-утилизаторе. Это позволяет повысить ее маневренность с хорошей адаптацией к изменяющимся в течение года тепловым нагрузкам потребителей.

Проанализируем теплотехнические характеристики нового типа маневренной блочной ПГУ-ТЭЦ, которая может быть наиболее эффективна для обеспечения экономичного энергоснабжения новых районов крупных городов при высоком уровне совместной когенерационной выработки электрической и тепловой энергии.

Маневренная блочная ПГУ-ТЭЦ работает следующим образом (рисунок). Атмосферный воздух последовательно сжимают в КНД и в КВД и подают в КС, где сжигают топливо. Продукты сгорания расширяют в газовой турбине ГТ, имеющей общий вал с КВД и электрогенератором ЭГ. В неотопительных режимах теплоту газов, вышедших из ГТ, используют в поверхностях нагрева КУ для выработки перегретого пара среднего давления и подогрева в газоводяном подогревателе (ГВП) сетевой воды теплосети. Полезную работу паровой турбины ПТ1 используют для привода КНД, а теплоту расширенного в ней пара – для горячего водоснабжения (ГВС) потребителей. При этом муфта РМ, соединяющая вал турбины ПТ2 с общим валом ГТ, отключена. В отопительных режимах работы ПГУ-ТЭЦ в КД сжигают, в соответствии с температурой наружного воздуха и температурным графиком теплосети, дополнительное количество топлива, увеличивают выработку перегретого пара в КУ. С помощью расцепной муфты РМ соединяют вал ПТ2 с общим валом КВД, ГТ и ЭГ электрогенератора. Дополнительно выработанный пар подают в ПТ2. Полезную работу ПТ2 используют для привода КВД, увеличения мощности ЭГ и дополнительной выработки электроэнергии. Теплотой пара, расширенного в ПТ2, в СП2 подогревают сетевую воду теплосети и увеличивают тепловую мощность ПГУ-ТЭЦ.



hQ-диаграмма теплообмена в КУ при работе блочной ПГУ-ТЭЦ в неотопительном (пунктирные кривые) и в одном из отопительных режимов (сплошные кривые) ее работы: h_4 – энтальпия газа перед КУ, h_5 – энтальпия газа за ПП, h_6 – энтальпия газа за второй ступенью испарителя И2, h_7 – энтальпия газа на выходе из КД, h_8 – энтальпия газа за первой ступенью испарителя И1, $h_{КУ}$ – энтальпия газ на выходе из поверхностей КУ, $h_{ух}$ – энтальпия уходящих газов, h'' – энтальпия насыщенного пара, h' – энтальпия кипящей воды

Ниже приведен анализ математической модели технологических процессов в оборудовании блочной ПГУ-ТЭЦ, имеющей в неотопительных режимах паровой привод КНД от ПТ1и газотурбинный привод КВД от ГТ, а в отопительных режимах ее работы паровой привод КНД от ПТ1, паровой от ПТ2 и газотурбинный от ГТ привод КВД.

Удельная работа сжатия воздуха в КНД

$$l_{\text{КНД}} = gc_P T_{1\text{КНД}}(\sigma_{\text{КНД}}^m - 1)\frac{1}{\eta_{\text{КНД}}}. \tag{1}$$

Удельная работа сжатия воздуха в КВД

$$l_{\text{КВД}} = gc_P T_{1\text{КВД}}(\sigma_{\text{КВД}}^m - 1)\frac{1}{\eta_{\text{КВД}}}, \tag{2}$$

где g – относительный расход воздуха через компрессоры; c_P, $T_{1\text{КНД}}$, $T_{1\text{КВД}}$, $\sigma_{\text{КНД}}$, $\sigma_{\text{КВД}}$, $\eta_{\text{КНД}}$, $\eta_{\text{КВД}}$ – удельные теплоемкости воздуха, температуры воздуха перед КНД и КВД, степени повышения давления в КНД и КВД и их КПД. Расход топлива в камере сгорания

$$B_{\text{КС}} = G_B \frac{h_3 - h_{2\text{КВД}}}{Q_P^H - h_3}, \tag{3}$$

где $G_{\text{В}}$, h_3, $h_{2\text{КВД}}$, Q_p^u – расход воздуха, энтальпии газа перед ГТ, воздуха за КВД, теплотворная способность топлива. Расход газа на входе в КУ

$$G_{\text{Г}} = gG_{\text{В}} + B_{\text{КС}}. \tag{4}$$

Удельная работа расширения в газовой турбине

$$l_{\text{ГТ}} = gc_{P_\text{г}} T_3 \left(1 - \frac{1}{\sigma_{\text{ГТ}}^{\frac{K_\text{г}-1}{K_\text{г}}}}\right)\eta_{\text{ГТ}}, \tag{5}$$

где $\sigma_{ГТ}$ – степень расширения в газовой турбине.

Неотопительные режимы работы ПГУ-ТЭЦ. Расход насыщенного пара, с учетом продувки котла-утилизатора

$$D_{\text{КУ}} = G_{\Gamma}\frac{(h_4 - h_6)}{(1-\alpha_{\text{ПР}})(h_{\text{ПП}} - h'') + (h'' - h')}. \tag{6}$$

Расход перегретого пара на ПТ1

$$D_{\text{ПП}} = (1-\alpha_{\text{ПР}})D_{\text{КУ}}. \tag{7}$$

Мощность КНД, приводимого от паровой турбины ПТ1

$$N_{\text{КНД}} = N_{\text{ПТ1}}\eta_M = D_{\text{ПП}}l_{\text{ПТ1}}\eta_M, \tag{8}$$

где $l_{\text{ПТ1}}$ – удельная работа ПТ1.

Тепловая мощность СП1, питаемого паром изПТ1

$$Q_{\text{СП1}} = D_{\text{ПП}}r_i\eta_{\text{СП1}}. \tag{9}$$

Тепловая мощность ГВП котла-утилизатора

$$Q_{\text{ГВП}} = G_{\Gamma}(h_{\text{КУ}} - h_{\text{УХ}})\eta_{\text{ГВП}}, \tag{10}$$

$h_{\text{КУ}}$, $h_{\text{УХ}}$ – энтальпии газов на выходе из ЭК и уходящих газов.

Тепловая мощность ПГУ-ТЭЦ

$$Q_{\text{Т}} = Q_{\text{СП1}} + Q_{\text{ГВП}}. \tag{11}$$

Электрическая мощность ПГУ-ТЭЦ

$$N_{\text{Э}} = (N_{\text{ГТ}} - N_{\text{КВД}})\eta_{\text{ЭМ}}, \tag{12}$$

$N_{\text{КВД}}$ – мощность КВД, приводимого от ГТ.

Отопительные режимы работы ПГУ-ТЭЦ. (Расходы, электрические и тепловые мощности в формулах для отопительных режимов снабжены штрихами.) Расход топлива в КД котла-утилизатора

$$B_{\text{КД}} = G'_{\Gamma}\frac{h_7 - h_6}{Q_P^H - h_7}. \tag{13}$$

Расход насыщенного пара вырабатываемого в КУ

$$D'_{\text{КУ}} = \frac{G_{\Gamma}(h_4 - h_6) + (G_{\Gamma} + B_{\text{КД}})(h_7 - h_6)}{(1-\alpha_{\text{ПР}})(h_{\text{ПП}} - h'') + (h'' - h')}. \tag{14}$$

Принято, что энтальпии газов, выходящих из И2 и И1, равны h_6.

Расход выработанного в КУ перегретого пара

$$D'_{\text{ПП}} = (1-\alpha_{\text{ПР}})D'_{\text{КУ}}, \tag{15}$$

$$D'_{\text{ПП}} = D'_{\text{ПТ1}} + D_{\text{ПТ2}}, \tag{16}$$

$D'_{\text{ПТ1}}, D_{\text{ПТ2}}$ – расходы перегретого пара на ПТ1 и ПТ2.

Мощность КНД

$$N'_{\text{КНД}} = N'_{\text{ПТ1}}\eta_{\text{М}} = D'_{\text{ПТ1}}l'_{\text{ПТ1}}\eta_{\text{М}}. \quad (17)$$

Мощность КВД

$$N_{\text{КВД}} = G'_{\text{В}}l'_{\text{КВД}}. \quad (18)$$

Мощность турбины ПТ2

$$N'_{\text{ПТ2}} = D'_{\text{ПТ2}}l'_{\text{ПТ2}}, \quad (19)$$

$l'_{\text{ПТ1}}, l'_{\text{ПТ2}}$ – удельная работа ПТ1 и ПТ2.

Тепловая мощность СП1 питаемого паром из ПТ1

$$Q'_{\text{СП1}} = D'_{\text{ПТ1}}r\eta_{\text{СП1}}. \quad (20)$$

Тепловая мощность СП2 питаемого паром из ПТ2

$$Q'_{\text{СП2}} = D'_{\text{ПТ2}}r\eta_{\text{СП2}}. \quad (21)$$

Тепловая мощность ГВП

$$Q'_{\text{ГВП}} = (G'_{\text{Г}} + B_{\text{КД}})(h'_{\text{КУ}} - h'_{\text{УХ}})\eta_{\text{ГВП}}. \quad (22)$$

Суммарная тепловая мощность ПГУ-ТЭЦ в отопительных режимах

$$Q'_{T} = Q'_{\text{СП1}} + Q'_{\text{СП2}} + Q'_{\text{ГВП}}. \quad (23)$$

Электрическая мощность ПГУ-ТЭЦ в отопительных режимах

$$N'_{\text{Э}} = (N'_{\text{ГТ}} - N'_{\text{КВД}} + N'_{\text{ПТ2}})\eta_{\text{ЭМ}}, \quad (24)$$

где $N'_{\text{ГТ}}$, $N'_{\text{КВД}}$ – мощности ГТ и КВД.

С использованием выражений (1)–(24) можно провести анализ изменения характеристик блочной ПГУ-ТЭЦ при ее работе как в неотопительных, так ив отопительных режимах. Важно, что в составе блоков ПГУ-ТЭЦ могут применяться отечественные конвертированные ГТУ мощностью 25–30 МВт и противодавленческие паровые турбины мощностью 10–15 МВт. Разработана математическая модель технологических процессов и проведен анализ режимов работы нового типа блочной ПГУ-ТЭЦ с двухступенчатым сжатием воздуха и паровым приводом компрессора низкого давления. Преимуществом этой установки является ее хорошая адаптация к изменяющимся в течение года тепловым и электрическим нагрузкам.

Литература

1. Цанев С. В., Буров В. Д., Земцов А. Д., Осыка Ф. С. Газотурбинные энергетические установки. М.: Изд. дом МЭИ, 2011.

2. Ривкин С. Л., Александров А. А.Термодинамические свойства воды и водяного пара. М.: Энергоиздат, 1984.

3. Бирюк В. В., Ларин Е. А., Лившиц М. Ю., Шелудько Л. П., Шиманов А. А. Блочная теплофикационная парогазовая установка // ИФЖ. 2018. Т. 91, № 4. С. 1089–1096.

4. Зарянкин А. Е., Зарянкин В. А., Сторожук С. К., Арианов С. В. Сравнительный анализ схем ПГУ с газотурбинным и паротурбинным приводами компрессора // Газотурбинные технологии. 2008. № 3. С. 46.

5. Теплофикационная парогазовая установка. Пат. РФ № 2650232.

УДК 536.423.4

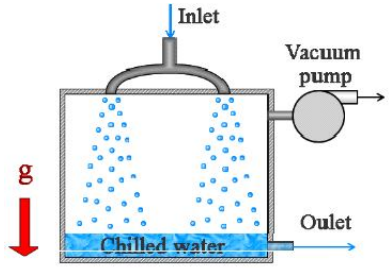
О ХРАНЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ НА ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ ПРИ ПОМОЩИ ВАКУУМНОЙ ГРАДИРНИ

А. А. Бринь[1], А. И. Петручик[2], С. П. Фисенко[3]

[1]Институт энергетики НАН Беларуси, г. Минск
[2]ООО «Градирни инжиниринг», г. Минск
[3]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Одной из актуальных проблем эффективной эксплуатации АЭС является преодоление неравномерности суточного потребления энергии, хотя для АЭС важно работать в стационарном режиме. Важнейшей физической причиной этой проблемы является отсутствие эффективных методов хранения электрической энергии.

Для крупномасштабного хранения электрической энергии известны станции, которые преобразовывают в механическую энергию (гидроаккумулирующие станции) и затем обратно в электрическую. Известна также альтернатива сохранения электрической энергии за счет применения аккумуляторных батарей, но в существенно меньшем масштабе. Мы предлагаем на АЭС построить вакуумную градирню (рисунок), которая будет работать в ночное время. Часть выработанной энергии АЭС будет потребляться вакуумными насосами для создания пониженного давления P в вакуумной градирне. При этом часть циркуляционной воды, которая направляется в вакуумную градирню, может охлаждаться до температуры около 0 °C [1, 2].



Эскиз вакуумной градирни

Предельная температура охлажденной воды T_{lim} в вакуумной градирне определяется из уравнения $P_s(T_{\text{lim}}) = P$, где P_s – парциальное давление паров воды. Отметим, что давление в вакуумной градирне должно быть примерно около 20–50 торр при высоте падения капель воды 0.5 м [1]. Мы предполагаем, что эта холодная вода накапливается и постепенно перекачивается в водосборный бассейн основной градирни в дневное время. В результате смешения с основным потоком циркуляционной воды понижается температура выходящей из градирни оборотной воды и, тем самым, увеличивая эффективность работы турбины станции. Как показывает расчет, охлаждение 10% расхода оборотной воды в вакуумной градирне может снизить температуру воды поступающей на конденсатор турбины более чем на 2 градуса.

Термодинамический расчет показывает, что для градирни с расходом циркуляционной воды 32 000 т/ч, охлаждение 10% этого расхода на вакуумной градирне потребует использования около 200 МВт электрической энергии для обеспечения работы вакуумных насосов. Часть затраченной энергии будет возвращена за счет более эффективной работы турбины.

В работе приведены оценки других параметров вакуумной градирни и рассмотрены методы оптимального использования сильно охлажденной воды.

Литература

1. Петручик А. И., Фисенко С. П. Математическое моделирование испарительного охлаждения капель воды в вакуумной градирне // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 2016.

2. Petruchik A. I. Fisenko S. P. Simulation of Low Air Pressure Cooling Tower // Proc. 15th IAHR Cooling Tower and Air-cooled Heat Exchanger Conference. China, 2011.

УДК 532.135:536.24

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСТРУДИРОВАНИЯ НЕНЬЮТОНОВСКИХ МАТЕРИАЛОВ С УЧЁТОМ САМОРАЗОГРЕВА

М. А. Брич, Н. М. Горбачёв, И. А. Козначеев

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Отходы сельскохозяйственных растений (солома, шелуха злаков и др.) содержат много клетчатки, которая может быть использована для производства кормов для сельскохозяйственного скота, компонентов фармацевтических препаратов и др. Микроцеллюлоза, являющаяся высокочистым продуктом деструкции целлюлозы, находит применение в пищевой, косметической и фармацевтической промышленности.

Актуальной задачей при переработке растительных материалов является повышение их степени деструкции при одновременном снижении расхода использования для этого химических реактивов. Эффективным способом решения этой задачи является применение термомеханохимической обработки, реализуемой с помощью реакционного экструдера. Механохимическая обработка в проточной части этого реактора в сочетании с паровзрывной обработкой в матрице на выходе из него обеспечивает в целом ряде случаев деструкцию биополимеров на клеточном уровне. Одним из направлений совершенствования работы этих реакторов является использование микроволновой обработки.

Из литературы известно, что при экструдировании расплавов полимеров наблюдается вязкий саморазогрев обрабатываемого материала. Представляет практический интерес исследование микроволнового нагрева материала в экструдере в сочетании с нагревом, вызванным интенсивным перемешиванием. В данной работе выполнено численное моделирование разогрева биополимера при обработке в экструдере за счёт вязкой диссипации и микроволнового излучения.

Постановка задачи. Рассматривается движение растительного сырья в канале, образованном цилиндрической поверхностью шнека, спиралью шнека и стенкой реактора. В канале вводится следующая система координат (рис. 1): ось x направлена вдоль границы толкающей стенки спирали и цилиндрической поверхности шнека, ось y направлена перпендикулярно оси x по касательной к цилиндрической поверхности, ось z направлена перпендикулярно цилиндрической поверхности шнека.

В случае, когда высота канала намного меньше диаметра цилиндрической поверхности, можно пренебречь кривизной цилиндрической поверхности и рассматривать движение материала, как движение в плоском канале прямоугольного сечения (рис. 2). В расчётах использовались следующие размеры канала: L = 1.5 м, a = 50 мм, b = 10 мм.

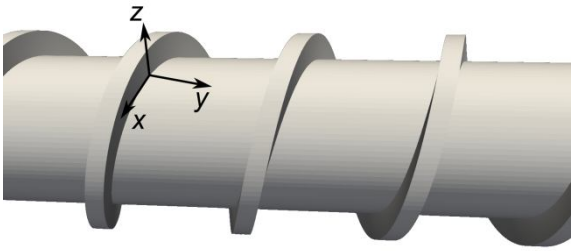


Рис. 1. Система координат в канале шнекового устройства

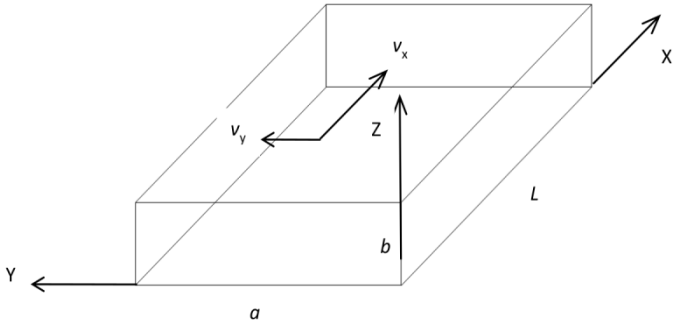


Рис. 2. Схема канала шнекового устройства, используемая в расчётах

Использовалась обычная модель неизотермического движения сплошной среды [1], включающая уравнение неразрывности, уравнение движения (Навье–Стокса) и уравнение энергии. Для обрабатываемого материала принималась модель неньютоновской жидкости с коэффициентом вязкости, зависящим от температуры и от скорости сдвига. При расчетах использовалась зависимость, приведенная в работе [2]:

$$\eta = \eta_0 \exp\left[-\beta\left(T - T_0\right)\right]\dot{\gamma}^{\frac{n-1}{2}},$$

где η – коэффициент сдвиговой вязкости, $\dot{\gamma}$ – скорость сдвига, T – температура, $n = 0.34$, $T_0 = 433$ К, $\beta = 0.0124$ 1/К. Числовое значение коэффициента $\eta_0 = 60\,000$ Па·с подбиралось из условия согласования расчетных и экспериментальных значений величины среднемассовой температуры материала на выходе экструдера.

При постановке граничных условий использован стандартный подход при моделировании движения в канале шнекового устройства, при котором перемещение поверхности шнека заменяется движением стенки шнекового устройства относительно покоящегося шнека. При такой инверсии задачи скорости сдвига не изменяются. На входе и выходе из канала принимались условия непрерывности потоков и равенство давления атмосферному. На твердых границах принимались условия прилипания (модель без проскальзывания).

Результаты расчёта. Расчеты проводились методом Патанкара [3] на равномерной сетке 5×5×5. Результаты представлены на рис. 3 для вязкого саморазогрева обрабатываемого материала без дополнительного подогрева и при использовании дополнительного СВЧ-нагрева мощностью 12 кВт.

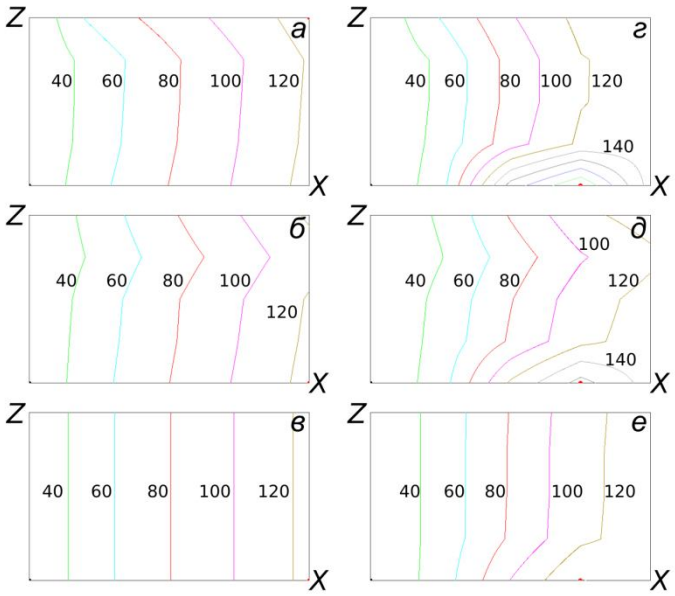


Рис. 3. Изотермы для трех различных сечений канала при вязком саморазогреве: *а*, *б*, *в* – без дополнительного подогрева, *г*, *д*, *е* — с использованием дополнительного нагрева; *а*, *г* – y = 5 мм, *б*, *д* – 25, *в*, *е* – 45. Цифры у линий – температура в °С

Из результатов расчётов следует, что дополнительный равномерный разогрев материала в проточной части реакционного экструдера в сочетании с саморазогревом материала за счет внутреннего трения приводит к существенному увеличению неравномерности температурного поля в обрабатываемом материале. Градиент температур направлен преимущественно в сторону шнека. Это обстоятельство необходимо учитывать при разработке оборудования для комбинированной обработки материала в экструдере.

Литература

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. – 736 с.
2. Труфанова Н. М., Ершов С. В. Численный анализ неизотермических процессов течения расплавов полимеров в зоне дозирования экструдера для различных пространственных математических моделей и реологических законов // Вычислительная механика сплошных сред. 2017. Т. 10, № 2. С. 153–163.
3. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости: Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.

УДК 62-661

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОЧНОЙ ГАЗИФИКАЦИИ МЕХАНОАКТИВИРОВАННОГО УГОЛЬНОГО ТОПЛИВА

Е. Б. Бутаков, А. П. Бурдуков, А. В. Кузнецов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе, г. Новосибирск, Россия

Уголь в долгосрочной перспективе остается одним из самых важных ресурсов теплоэнергетического комплекса, благодаря обильным мировым запасам и конкурентоспособно низкими ценами [1]. Развитие производства электроэнергии из ископаемого топлива в значительной степени полагается на повышение эффективности существующих угольных электростанций, в том числе в процессе газификации угля с получением синтез-газа. При этом важной актуальной задачей является снижение образования вредных веществ, в особенности сажи и NOx. Решение данной задачи в том числе подразумевает развитие технологии газификации угольного топлива на пылеугольных котлах с целью увеличения энергоэффективности и снижения выбросов в окружающую среду. Для полного понимания процесса, протекающего при газификации угольного топлива, проведены исследования с применением передовых методов интенсификации процессов горения и газификации, таких как механохимическая активация, позволяющая на стадии подготовки к сжиганию, улучшить физико-химические характеристики топлива.

Для проведения исследований процесса газификации использовался экспериментальный стенд 1 МВт с тангенциальным улиточным вводом пылевзвеси угля и воздуха и цилиндрической камерой реагирования. Эксперименты проводились на угле кузнецкого месторождения марки Д, содержащем максимальное количество летучих и занимающем одно из главных мест среди угольных месторождений Сибири. Результаты проведённого технического анализа угольной пыли кузнецкого месторождения марки ДР:

Влага рабочая, W^r_l	19.0%
Зола, сухое состояние, A^d	17.6%
Зола, рабочее состояние, A^r	14.3%
Выход летучих веществ, сухое беззольное состояние, V^{daff}	43.5%
Содержание серы, сухое состояние, S^d_l	0.30%
Содержание серы, рабочее состояние, S^r_l	0.24%
Высшая теплота сгорания, сухое беззольное состояние, Q^{daf}_s	7327 ккал/кг
Низшая теплота сгорания, рабочее состояние, Q^r_l	4604 ккал/кг

Дробленый уголь питателями подается в дезинтегратор, откуда эжектором с транспортным воздухом поступает в улиточную горелку. Процесс поджига пылевзвеси осуществляется при помощи маломощного ($N \sim 10$ кВт) плазмотрона. Расход угля составлял 17 кг/ч, контролируется по показаниям датчиков напряжения на питателях на основании предварительной тарировки. Состав газа по длине реакционной камеры измеряется оптико-абсорбционным газоанализатором в трех точках, температура измеряется в этих же сечениях камеры при помощи платино-платинородиевых термопар. Расход подаваемого воздуха измеряется расходомерными шайбами и ротаметрами.

Эксперименты проводились при постоянном расходе топлива – 17 кг/ч при избытках воздуха 0.3; 0.4; 0.6; 1,0, т. е., соответственно, 35.7; 47.6; 71.4; 119 м^3/ч. На рис. 1 приведены зависимости изменения температуры газа в камере реагирования от времени температуры в камере при воздушной газификации углей механоактивированного микропомола с плазменным управлением процесса. Температура практически не зависит от изменений расхода воздуха, т. е. после воспламенения пылевзвеси и начала устойчивого горения пылеугольного факела с изменением скорости потока уменьшается время проведения частиц пылевзвеси в камере, что компенсирует рост тепловыделения с увеличением α в объеме камеры и не приводит к заметному росту температуры потока.

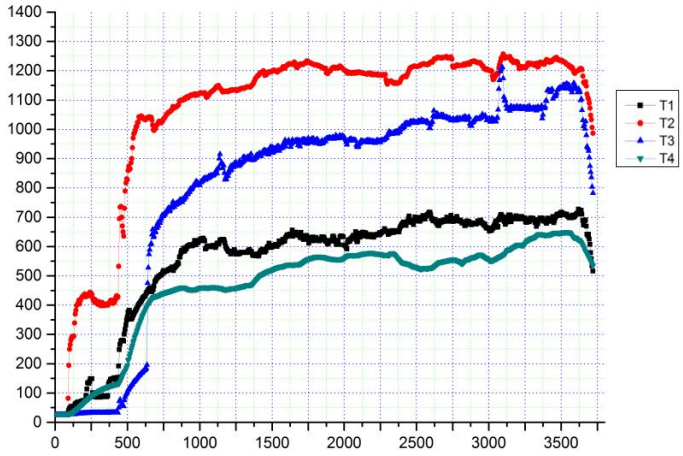


Рис. 1. Непрерывное измерение температуры печи при воздушной газификации углей механоактивированного микропомола с плазменным управлением процесса

На рис. 2 приведены зависимости изменения температуры газа в камере реагирования от времени температуры в камере при паровоздушной газификации углей механоактивированного микропомола с плазменным управлением процесса. При изменении избытка воздуха соотношение CO/CO_2 меняется следующим образом: $\alpha = 0.3 \cdot CO/CO_2 = 1{,}05$; $\alpha = 0.4 \cdot CO/CO_2 = 0{,}7$; $\alpha = 0.6 \cdot CO/CO_2 = 0{,}66$; $\alpha = 1 \cdot CO/CO_2 = 0{,}8$.

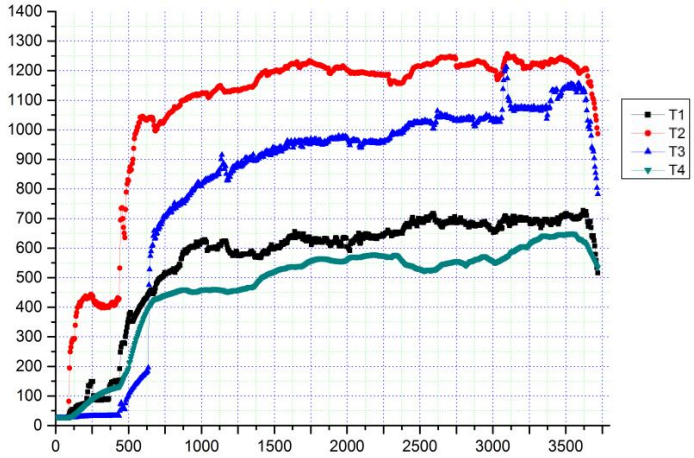


Рис. 2. Непрерывное измерение температуры печи при паровоздушной газификации углей механоактивированного микропомола с плазменным управлением процесса

При паровоздушной газификации процесс реализовался при температурах 800–1100 °С. Подача пара в камеру реагирования после 2200 с горения пылевзвеси приводит к заметному уменьшению температуры в начальный момент с постепенным ростом до уровня 900 °С. Для устойчивого автотермического протекания процесса производилось включение плазмотрона, энергия струи которого вводилась на начальном участке реактора.

Концентрация окисла углерода в зависимости от коэффициента избытка воздуха изменялась в пределах 12–15%, а водорода – 7.5–10%, причем концентрация CO с ростом α снижается, а водорода – возрастает, при этом концентрация CO_2 с ростом α уменьшается с 12 до 10%.

Отмеченные эффекты связаны с изменением температуры, а также временем пребывания пылевзвеси угля в камере реагирования.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, проект 19-79-0014.

Литература

1. Рыжков А. Ф., Гордеев С. И., Богатова Т. Ф. Выбор схемы подготовки рабочего тела газовой турбины для ПГУ с внутрицикловой газификацией // Теплоэнергетика. 2015. № 11. С. 32–37.

УДК 62-665.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ОТХОДОВ УГЛЕДОБЫЧИ

Е. Б. Бутаков[1], А. П. Бурдуков[1], А. В. Кузнецов[1], П. Е. Плюснин[2], А. А. Попов[2]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе, г. Новосибирск, Россия
[2]Институт неорганической химии им. А. В. Николаева, г. Новосибирск, Россия

Энергоэффективное сжигание отходов переработки угля является актуальной экономической и экологической проблемой для России в целом, и в особенности для сибирских регионов, где, во-первых, «большая» энергетика в значительной степени угольная, во-вторых, значительную долю топливно-энергетического баланса составляют низкокалорийные угли с высокой степенью влажности и зольности, и где накопились значительные запасы отходов угольного производства [1].

В данной работе описаны экспериментальные исследования кинетических характеристик процессов массообмена и химических реакций для отходов углеобогащения в зависимости от минерального состава, влажности, выхода летучих, калорийности, дисперсности. Образцы углей, которые использовались для экспериментальных исследований, имеют различные проблемы при их розжиге и подсветке на пылеугольных котлах, с которыми сталкиваются энергетические предприятия. В соответствии с предложениями компании по добыче и переработке угля экспериментальные исследования сжигания и газификации отходов углеобогащения проводились на следующих образцах, представленных в табл. 1. Представленные кузнецкие каменные угли окисленной группы (слабоспекающиеся ССРОК1, ССРОК2 и длиннопламенные ДрОК1, ДрОК2), высокореакционные угли низкой калорийности, с переменным качественным составом: по рабочим характеристикам (Wr = 14–30%, Ad = 10–25%, Vdaf = 21–40%, Qir = 3500–4800 ккал/кг). Данные отходы образуются при открытом способе добычи угольного топлива.

При добыче и обогащении углей образуются отходы – обводненные шламы, в твердой части которых, кроме органического вещества углей, содержится от 30 до 80 мас.% минеральной части. Они также характеризуются высоким содержанием воды – до 50 мас.%, что затрудняет их сбыт и использование.

Исследования кинетических характеристик сжигания выбранных экспериментальных образцов на воздухе проводились с использованием синхронного термического анализатора STA 449F1 Jupiter®.

Таблица 1

Технические характеристики исследуемых отходов угледобычи

Номер	Образец	W, %	Ad, %	Vdaf, %	Sdt, %	Qsdaf, ккал/кг	Qir, ккал/кг
1	Шлам	23,1	20	24,6	0,3	8183	4733
2	КЕК	37,4	42,9	25,8	0,25	7900	2506
3	ССРОК1	14,4	23,3	21,1	0,27	7766	4840
4	ССРОК2	19,2	26	27,6	0,22	7167	3982
5	ДрОК1	22,7	10,2	41,2	-	6990	4513
6	ДрОК2	29,9	15,2	40,2	-	6475	3503

Масса навески образца 10,0±0,2 мг. Эксперименты проводили в температурном интервале 50–1000 °С в атмосфере синтетического воздуха (80 об.% Ar, 20 об.% O_2), скорости потоков газов 40 мл/мин аргона, 10 мл/мин кислорода. Использовали открытые тигли из Al_2O_3. Скорость нагрева 20 °С/мин. Обработку экспериментальных данных проводили с использованием пакета программ Proteus analysis [2]. Основные характеристики процесса сгорания образцов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Основные характеристики процесса термического разложения образцов

Номер образца	H_2O, %	Ступени разложения, °С	Остаток, % (°С)
1	–	200–320 Ox 320–420 420–650	26,7% (650) 25,7% (780)
2	–	200–340 Ox 340–420 420–650	43,4% (650) 41,6% (800)
3	0,9	280–320 320–460 460–650	26,8% (650) 26,6% (700)
4	6,9	250–475 475–560	23,3% (600) 20,9% (710)
5	4,1	260–490 490–600	15,7% (600) 15,0% (700)
6	3,7	300–460 460–600	36,7% (600) 34,3% (700)

Первой ступенью разложения при нагревании до температуры 200 °С для большинства образцов является удаление остаточных количеств воды. Для образцов 1, 2, и 3 наблюдается характерная ступень набора массы (~2%) протекающая в интервале температур 200–340 °С,

которая может быть вызвана окислительными процессами до начала воспламенения (горения) образцов. Об этом свидетельствует изменение профиля ДСК-кривых, а также увеличение ионных токов ионов с m/z 18 и 44 (CO_2 и H_2O). Дальнейшее разложение образцов протекает в интервале 320–600 °С в две или более плохо разделенных ступеней, которые проявляются на кривых ДТГ, ДСК и МС-АВГ. Основными газообразными продуктами, выделяющимися при этом, являются CO_2 и H_2O (m/z 44 и 18). Кроме этого регистрируются ионные токи с m/z 30 и 46 (NO и NO_2), интенсивность которых возрастает при увеличении температуры, что свидетельствует о содержании в образцах незначительных количеств азота. Остаточная масса конечных твердых продуктов составляет 15–46% от начальной навески в зависимости от образца.

Работа выполнена за счет средств РФФИ, проект 18-29-24007 мк.

Литература

1. Тугов А. Н., Майданик М Н. Угольная электрогенерация в России: состояние и перспективы // Тр. II Междунар. науч.-техн. конф. «Перспективы развития новых технологий в энергетике России». 26–27 октября 2017 г. М.: ОАО «ВТИ», 2017.

2. NETZSCH Proteus Thermal Analysis v.6.1.0 – NETZSCH-Gerätebau GmbH-Selb/Bayern, Germany.

УДК 549.742.121+662.765

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ КОНВЕРСИИ ДРЕВЕСИНЫ С УЧЕТОМ ИЗБЫТОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ

С. В. Василевич[1], М. В. Малько[1], Д. В. Дегтеров[1], А. Н. Асадчий[1], А. В. Митрофанов[2], Е. В. Басова[2]

[1]Институт энергетики НАН Беларуси, г. Минск
[2]Ивановский государственный энергетический университет им. В. И. Ленина, г. Иваново, Россия

Пиролиз представляет собой процесс термического разложения органических соединений без доступа кислорода. В процессе пиролиза древесной биомассы в зависимости от условий пиролиза образуются твердые продукты (древесный уголь), жидкие продукты (низкомолекулярные смолы, высокомолекулярные смолы), газообразные продукты (синтез-газ) [1].

Как известно, влияние давления на процесс пиролиза древесины обнаружено экспериментально свыше 100 лет тому назад Класоном и др. [2, 3]. Изучая пиролиз целлюлозы и древесной биомассы при температуре 400 °С, эти авторы установили, что выход древесного угля повышается с ростом давления. По их мнению, этот эффект обусловлен разложением газообразных продуктов пиролиза в порах пиролизуемого материала. Повышение давления приводит к снижению скорости диффузии газообразных продуктов из пор, что вызывает их задержку внутри пор и последующее разложение внутри пор с увеличением количества образующегося древесного угля и выхода летучих компонентов CO_2, CO, H_2 и др.

Результаты Класона и др. [2, 3] о положительной роли давления на выход твердых продуктов позднее были подтверждены при исследовании пиролиза различных типов биомассы [4–6].

В работе [1] показано, что осуществление пиролиза древесного сырья при давлении 0,7 МПа позволяет получить древесный уголь с содержанием углерода свыше 96%. Такой древесный уголь может быть использован для создания активированного угля, производство которого в Беларуси в настоящее время отсутствует, и потребность в котором покрывается за счет импорта из других стран. Решение этой важной задачи требует проведения фундаментальных и прикладных исследований пиролиза биомассы в условиях образования древесного угля. В число этих исследований входит проведение расчетно-теоретических исследований процесса пиролиза древесной биомассы при повышенных давлениях.

Целью настоящего исследования явилась разработка упрощенной математической модели пиролиза древесной биомассы, которая бы позволила учесть влияние давления на процесс пиролиза древесины в условиях, при которых основным конечным продуктом пиролиза является твердый продукт, т. е. древесный уголь.

В основу такой модели положен упрощенный механизм пиролиза древесины, включающий две последовательные химические реакции: первичную реакцию разложения древесной биомассы с образованием твердых и газообразных компонентов и вторичную реакцию термического разложения в порах биомассы углеводородов, образовавшихся в первичном процессе.

Такой формальный подход является практически общепринятым при анализе кинетики термического разложения биомассы, что обусловлено отсутствием полного понимания исключительно сложного механизма термического разложения древесной биомассы.

С формальной точки зрения первая реакция может быть представлена в виде

$$\text{древесная биомасса} \rightarrow \text{твердые и газообразные продукты}, k_1. \tag{1}$$

Кинетическое уравнение реакции (1) при этом запишется [7]:

$$\frac{d\alpha}{dt} = k(T)f(\alpha). \tag{2}$$

Здесь α – степень разложения исходной древесной биомассы; $k(T)$ – аррениусовская константа скорости; $f(\alpha)$ – дифференциальная функция кинетического уравнения.

Значение степени разложения в момент времени *t* определяется соотношением

$$\alpha_t = \frac{(m_0 - m_t)}{(m_0 - m_\infty)}. \tag{3}$$

Здесь m_0 – исходная масса пиролизуемого образца; m_t – масса образца в момент времени *t*; m_∞ – масса образца в конце разложения.

Интегрирование уравнения (2) при постоянной температуре дает уравнение скорости реакции, выраженное в интегральном виде:

$$g(\alpha) = kt, \tag{4}$$

где $g(\alpha)$ – интегральная функция кинетического уравнения.

В работе [8] установлено, что разложение древесной биомассы в области температур 400–600 °С протекает в соответствии с сигмоидальным уравнением Аврами–Ерофеева:

$$kt = [-Ln(1-a)]^n. \tag{5}$$

Для кинетического описания влияния избыточного давления на массовый выход твердых продуктов пиролиза предложена следующая модель.

В основу ее положено рассмотрение в зоне разложения цилиндрической древесной частицы диаметром d_0 и длиной *L*. Термическое разложение частицы происходит при ее равно-

мерном прогреве. Предполагается, что градиент температур внутри частицы равен нулю (dT/dl = 0; dT/dr = 0). Это означает наличие равенства внутренней и внешней температуры частицы.

Общая масса частицы в зоне разложения определяется соотношением:

$$m = m_0 - m_1 + m_2, \tag{6}$$

где m_1 – потеря массы частицы в результате первичной реакции пиролиза, кг; m_2 – масса твердого углерода, получаемого в результате вторичной реакции разложения, кг.

Средняя скорость (модуль скорости) прохождения газообразных продуктов через частицу определяется по выражению:

$$v = \frac{L}{4t_2} = \frac{dm_1}{dt}\frac{1}{2\rho S}, \tag{7}$$

где t_2 – время пребывания газообразных продуктов внутри частицы, с; dm_1/dt – скорость изменения потока газообразных продуктов, полученных в результате первичных реакций через частицу древесины, кг/с; ρ – плотность газообразных продуктов, кг/м^3; S – общая площадь пор, через которые проходят газообразные продукты, м^2.

Суммарная площадь пор определяется из выражения

$$S = \frac{\pi d^2}{4}\left(\frac{П}{100-П}\right), \tag{8}$$

где d – диаметр древесной частицы, м; $П$ – пористость древесины, %.

Плотность газообразных продуктов зависит от давления и температуры и, используя уравнение Менделеева–Клапейрона, определяется как

$$\rho = \frac{1}{0{,}0224}\sum_{i=1}^{N} M_i X_i \frac{P}{P_0}\frac{T_0}{T}, \tag{9}$$

где N – общее число компонентов в газообразных продуктах; M_i – молярная масса i-го компонента, кг/моль; X_i – доля i-го компонента в газообразных продуктах; P – давление, Па; P_0 – давление при нормальных условиях (101 325 Па); T – температура, К; T_0 – температура при нормальных условиях (273,15 К).

dm_1/dt определяется как дифференциал m_1 (из выражения (3)) по времени:

$$\frac{dm_1}{dt} = (m_0 - m_\infty)\frac{1}{n_1}\, k_1^{1/n_1} t^{1/n_1 - 1} \exp\left(-(k_1 t)^{1/n_1}\right). \tag{10}$$

Подстановка уравнения (8) в уравнение (7) дает выражение для определения времени пребывания газообразных продуктов внутри частицы древесины.

$$t_2 = \frac{L\rho S}{2(m_0 - m_\infty)\frac{1}{n_1} k_1^{1/n_1} t^{1/n_1 - 1} \exp\left(-(k_1 t)^{1/n_1}\right)}. \tag{11}$$

Здесь k_1 – константа скорости термического разложения древесной биомассы, с$^{-1}$, определяемая по выражению (5).

Это время соответствует времени протекания вторичных реакций разложения газообразных продуктов с выделением углерода.

Как отмечалось выше [2–5], внутри частицы древесины проходят вторичные реакции, в ходе которых часть газообразных продуктов разлагается с выделением углерода.

Введем коэффициент φ, равный отношению массы m_2 углерода, полученного в ходе вторичных реакций, к массе газообразных продуктов пиролиза:

$$\varphi = \frac{dm_2}{\alpha_2 dm_1}.$$

Здесь α_2 – степень разложения газообразных продуктов пиролиза (определяется по выражению (5)).

Масса углерода, получаемого при разложении газообразных продуктов в процессе их прохождения через пиролизуемый образец, рассчитывается по уравнению

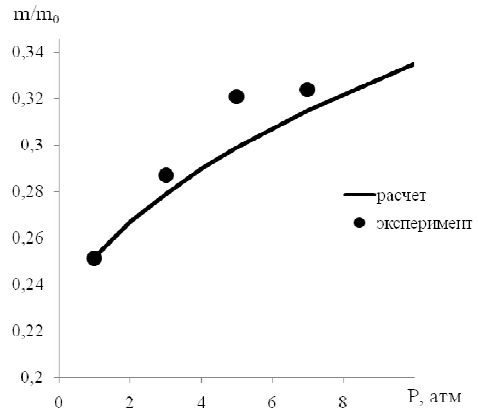
$$m_2 = \int_{t=0}^{t} \varphi \alpha_2 \frac{dm_1}{dt} dt. \quad (12)$$

Подстановка выражения (10) и (12) в (6) дает уравнение для определения массы частицы древесины в ходе пиролиза с учетом вторичных реакций:

$$m = m_0 - (m_0 - m_\infty)\left(1 - \exp\left(-(k_1 t)^{1/n_1}\right)\right) + \int_{t=0}^{t} \varphi \alpha_2 \frac{dm_1}{dt} dt. \quad (13)$$

На основании приведённой математической модели была разработана компьютерная программа, позволяющая исследовать влияние давления и других параметров пиролиза на выход древесного угля.

На рисунке представлено сравнение расчетных данных по выходу древесного угля при проведении пиролиза при температуре 400 °С и давлении 7 атм с экспериментальными величинами, установленными в работе [1]. Как следует из данных, приведенных на рисунке, расчеты по модели, описанной в настоящей работе, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Наличие такого согласия свидетельствует об адекватности основных предположений, использованных при разработке модели пиролиза древесной биомассы.



Зависимость массового выхода твердого продукта от давления при температуре 400 ºС и времени пиролиза 10 ч

Следует отметить, что с формальной точки зрения учет влияния давления на выход древесного угля в процессе термохимической конверсии может быть осуществлен на основе предположения о том, что с ростом давления происходит снижение константы скорости первичной стадии разложения древесной биомассы. Такой метод был использован авторами работ [6, 7], получившими хорошее согласие между экспериментальными и расчетными значениями массового выхода древесного угля, образующегося при осуществлении пиролиза древесной биомассы при повышенном давлении. Представляется, однако, что при наличии данных по кинетике первичной стадии термического разложения древесной и другой биомассы, а также наличии кинетических данных по термическому разложению пиролизной смолы, математическая модель, описанная в настоящей работе, позволяет получить более глубокое представление об основных химических и физических процессах, протекающих в процессе термохимической конверсии биомассы.

Литература

1. Василевич С. В., Малько М. В., Богач В. Н., Дегтерев Д. В., Асадчий А. Н. Исследование процесса получения древесного угля путем пиролиза под давлением // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз. тэхн. навук. 2017. № 3. С. 64–71.
2. Klason P., Heidenstam G., Norlin E. Untersuchungen zur Holzverkohlung. I. Die trockene Distillation der Cellulose // Z. Angew. Chem. 1909. Bd. 25. S. 1205–1214.
3. Klason P., Heidenstam G., Norlin E. Untersuchungen zur Holzverkohlung. II. Die trockene Distillation des Holzes von Kiefer, Fichte, Birke und Buche // Z. Angew. Chem. 1910. Bd. 26. S. 1252–1254.
4. Mok W. S.-L., Antal M. J. Jr. Effects of pressure on biomass pyrolysis. I Cellulose pyrolysis products // Thermochimica Acta.1983. V. 68. P. 155–164.
5. Wang L., Trninic M., Skreiberg O. et al. Is elevated pressure required to achieve a high fixed-carbon yield of charcoal from biomass. Part 1: Round-Robin results for three different corncob materials // Energy Fuels. 2011. V. 25. P. 3251–3265.
6. Сафин Р. Р., Валиев И. А., Сафин Р. Г. Математическое моделирование процесса пиролиза древесины при регулировании давления среды // Лесн. вестн. 2005. № 2. С. 168–173.
7. Хасаншин Р. Р., Хазиева Д. Р., Валиев И. А., Тимербаева А. Л. Методика расчета процесса термического разложения древесного сырья при регулировании давления среды // Вестн. Казанского технол. ун-та. 2014. С. 69–73.
8. Малько М. В., Василевич С. В. Исследование кинетики пиролиза древесной биомассы в изотермических условиях // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2019. № 3. С. 321–331.

УДК 532.525.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ И КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ ТВЕРДОЙ ФАЗЫ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ ГАЗА, ПОГРУЖЕННОЙ В ПСЕВДООЖИЖЕННЫЙ СЛОЙ

С. В. Воробьев, И. В. Постникова, В. Н. Блиничев

Ивановский государственный химико-технологический университет, г. Иваново, Россия
ch4rlythec4t@gmail.com

В настоящее время, несмотря на появление конструкций струйных мельниц с истечением струй в свободный объём твердых частиц (например, фирмы Frisch), не имеется методик, позволяющих рассчитать как конструкцию, так и скорости движения частиц в струе, знание которых необходимы для расчета вероятностей столкновения, разрушения, а также гранулометрического состава материала при однократном столкновении частиц в противоточных струях.

В данной работе рассматривается истечение высоконапорной струи в псевдоожиженный слой, определяются зоны разряжения, рассчитываются концентрация и скорости твердых частиц по длине движения струи. Работа является частью разрабатываемой методики расчёта аппарата комбинированного типа измельчения.

Известно, что на начальном участке струи, вследствие расширения потока, происходит падение давления внутри струи при сохранении постоянной скорости вдоль оси распростра-

нения. Таким образом, было бы логично предположить, что именно на этом участке происходит подсос газа и твердой фазы из окружающего слоя, а далее начинается развитие уже смешанной струи. Считаем, что привлечение сплошной фазы, т. е. газа, из окружающего слоя происходит через коническую поверхность, образованную струей рабочего газа.

Для более подробного описания представленной модели, рассмотрим потоки внутри одной ячейки без учёта эжекции твердой фазы в струю (рис. 1).

Высоконапорная среда поступает в ячейку *(M; N)* через площадь $f_в(M;N)$ (площадь боковой поверхности усеченного конуса) со скоростью $\upsilon(M-1;N)$ смешанного потока ячейки предыдущего сечения, либо со скоростью $\upsilon_я$ потока ядра постоянных скоростей. Низконапорная среда поступает в ячейку через площадь $f_н(M;N)$ (площадь боковой поверхности усеченного конуса) со скоростью $\upsilon(M-1;N+1)$ смешанного потока ячейки предыдущего сечения, либо со скоростью $\upsilon_{гр}$ потока на пограничном слое, которая стремится к нулю. В ядре ячейки потоки перемешиваются по законам идеального перемешивания и скорость внутри ячейки принимается равной $\upsilon(M;N)$. Далее, поток снова разделяется на низконапорную и высоконапорную среды относительно ячеек следующего сечения. Высоконапорная среда поступает в ячейку *(M+1; N),* а низконапорная – в ячейку *(M+1; N-1)* со скоростью $\upsilon(M;N)$.

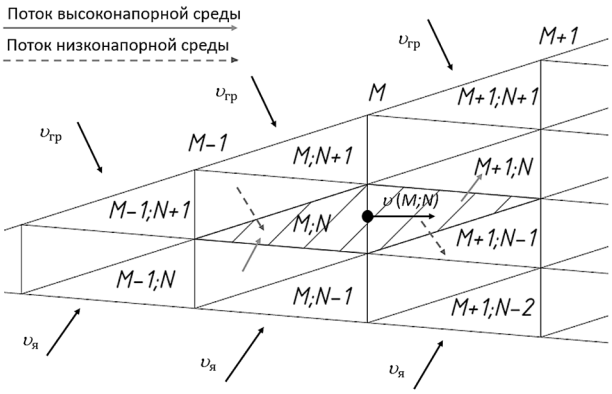


Рис. 1 Схема потоков внутри ячейки (*M*; *N*): *M* – порядковый номер сечения от сопла вдоль оси струи, *N* – порядковый номер ячейки от потенциального ядра скоростей параллельно оси струи, $\upsilon_{гр}$ – средняя скорость потока на пограничном слое, $\upsilon_я$ – скорость потока ядра постоянных скоростей

Таким образом, массовый расход высоконапорной $G_в(M;N)$ и массовый расход низконапорной $G_н(M;N)$ сред для ячейки *(M; N)* определяются выражениями (1) и (2) соответственно:

$$G_в(M;N) = \upsilon(M-1;N)\rho f_в(M;N), \tag{1}$$

$$G_н(M;N) = \upsilon(M-1;N+1)\rho f_н(M;N), \tag{2}$$

где ρ – плотность среды, кг/м^3; $f_н$ – площадь входа низконапорной среды, м^2; $f_в$ – площадь входа высоконапорной среды, м^2; υ – скорость газа, м/с.

Секундный массовый расход $G_{тв}$ твёрдой фазы в ячейке *(M, N)* с учетом коэффициента массового содержания твёрдой фазы в потоке $\varphi_м$ можно рассчитать из уравнения

$$G_{тв}(M;N) = \varphi_м \upsilon_{тв}(M-1;N)\rho_{тв} f_н(M;N), \tag{3}$$

где $\rho_{тв}$ – плотность частиц твердой фазы, кг/м^3; $\upsilon_{тв}$ – скорость частиц твердой фазы, м/с.

Частицы твердой фазы в пограничном слое струи имеют начальную скорость $\upsilon_{тв(гр)}$. Потоки газа, увлекающие за собой низконапорную среду и твердый материал, смешиваются с последними, передавая импульс, тем самым, разгоняют частицу.

При записи исходного уравнения движения считаем, что инжектируемая частица в потоке газоносителя ускоряется под действием сил аэродинамического сопротивления без учета других составляющих (Магнуса, Саффмена, Басе, Архимеда и др.) в силу их незначительного влияния на течение газовзвеси [1].

В соответствии со вторым законом Ньютона уравнение нестационарного движения частицы материала массой m_i можно записать как

$$m_i \frac{d\upsilon_{тв}}{dt} = \xi\rho\frac{S_{мид}}{2}(\upsilon - \upsilon_{тв})^2, \quad (4)$$

где m_i – масса i-й фракции частиц твердой фазы, кг; t – время пребывания частицы в потоке, с; ξ – коэффициент лобового сопротивления; $S_{мид}$ усредненная площадь миделевого сечения частиц i-й фракции, м^2.

Таким образом, зная секундный массовый расход твёрдой фазы $G_{тв}$ и средний объём одной частицы твёрдого материала $V_{ср}$, можно вычислить количество частиц n твёрдой фазы эжектируемой в поток за единицу времени:

$$n = \frac{G_{тв}}{V_{ср}\rho_{тв}}, \quad (5)$$

где $V_{ср}$ – усредненный объем частиц i-й фракции, м^3;

Основанная на предложенной методике расчёта зависимость количества частиц известняка, эжектируемых в струю воздуха за единицу времени от начальной скорости υ_0 истечения струи в выходном сечении представлена на рис. 2. В качестве исходных данных приняты $R_{ср} = 0{,}002$ м, $\varphi_{пс} = 0{,}55$, $\rho_{тв}$= 2300 кг/м^3, $\rho = 1{,}2$ кг/м^3. Очевидно, что при увеличении скорости υ_0 истечения струи из сопла концентрация n частиц, эжектируемых в струю, будет расти. Массовый коэффициент эжекции $\beta_{тв}$ для твердой фазы при данных условиях равен 3,77.

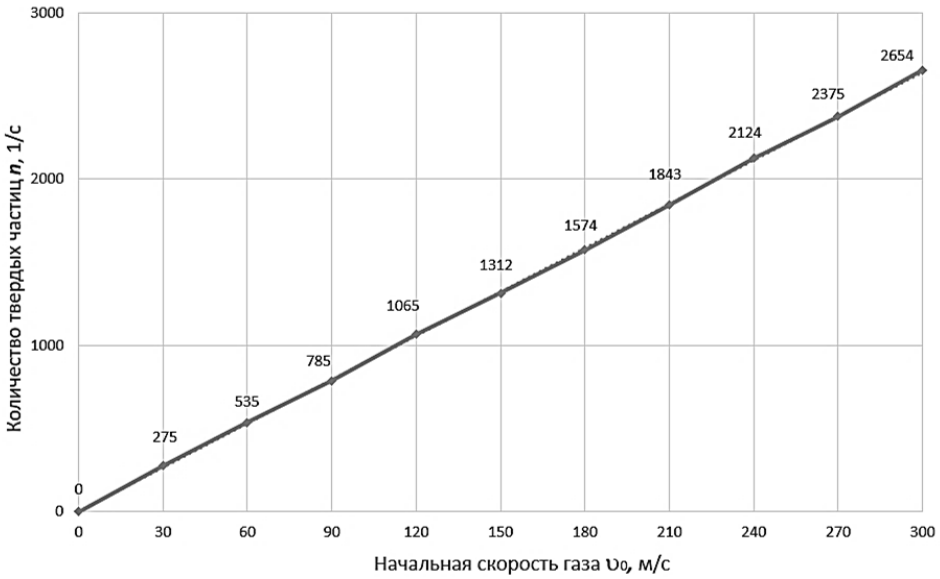


Рис. 2. Расчетная зависимость количества частиц твёрдого материала в струе n, от скорости υ_0 истечения струи из сопла при внутреннем диаметре сопла в выходном сечении d_0 = 0,01 м.

Зная скорость твёрдой фазы на начальном участке струи, с помощью уравнения (4), используя численные методы, в частности метод Эйлера, можно определить зависимость скорости $\upsilon_{тв}$ для частиц различного диаметра $d_{тв}$ от координаты X на оси основного участка струи (рис. 3**)**. Исходные данные: $R_0 = 0{,}005$ м, $\varphi_{пс} = 0{,}55$, $\rho_{тв}$= 2300 кг/м^3, $\rho = 1{,}2$ кг/м^3.

Как видно из рис. 4, скорость $\upsilon_{тв}$ твердой фазы имеет максимальное значение у оси струи и уменьшается к периферии. Таким образом, основная масса частиц будет иметь траекторию полета, описанной эффектом шнурования [2, 3].

В соответствии с работой М. А. Пахомова и В. И. Терехова [4], частицы за счет действия силы турбулентной миграции (турбофореза) смещаются из зоны с большей величиной турбулентности в область с ее меньшим значением. Зона слоя смешения является своего рода барьером для частиц, которые не могут проникнуть в нее из приосевой зоны. Поэтому в приосевой части струи происходит увеличение концентрации частиц и возрастание дополнительной диссипации.

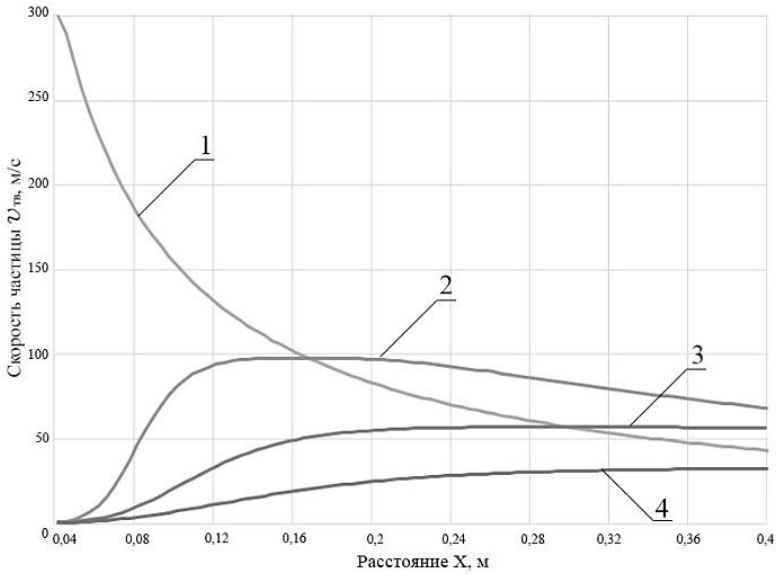


Рис. 3. Расчетная зависимость скорости $\upsilon_{тв}$ твердого материала на оси струи от координаты X частиц различного диаметра из сопла при внутреннем диаметре сопла в выходном сечении d_0 = 0,01 м: 1 – газ; 2 – $d_{тв}$ = 0,004 м; 3 – 0,006 м; 4 – 0,008 м

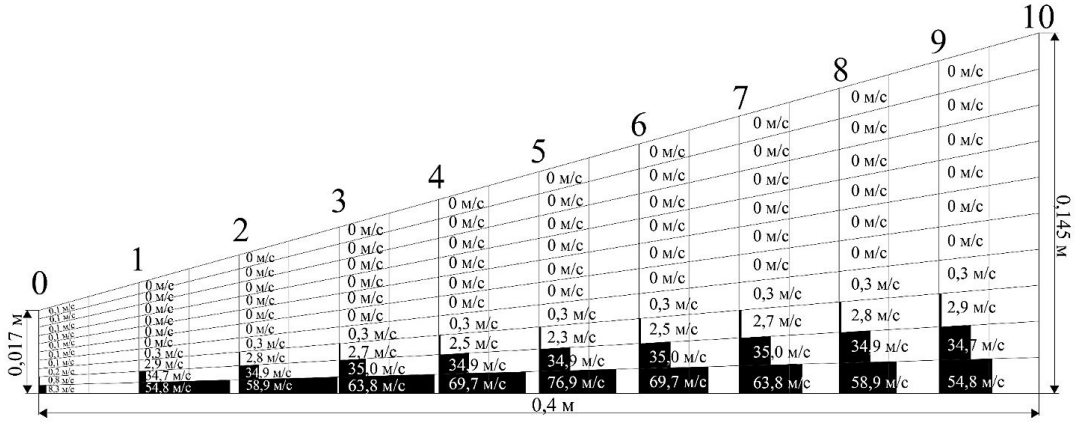


Рис. 4 Эпюра скорости твердой фазы на основном участке струи

Заключение. Представленные результаты исследования истечения турбулентной высоконапорной струи в однородную среду позволяют определить габариты зоны разрежения в зависимости от диаметра сопла и скорости истечения воздуха, необходимые для надежного расчета коэффициента эжекции гетерогенной среды (воздух + твердые частицы). Знание концентрации и скорости движения частиц твердой фазы в струе позволит рассчитать, вероятность их столкновения и разрушения в противоточных струях, погруженных в псевдоожиженный слой.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 19-03-00787.

Литература

1. Зайцев Д. К. // Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2008. Т. 59, № 3. С. 61.
2. Лаатс М. К., Фришман Ф. А. // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1973. № 2. С. 153.
3. Картушинский А. И., Мульги А. С., Фришман Ф. А., Хусаинов М. Т. // Изв. РАН. Сер. МЖГ. 1998. № 2. С. 76.
4. Терехов В. И., Пахомов М. А. Влияние частиц на структуру течения и дисперсию твердой примеси в двухфазной осесимметричной струе // ЖТФ. 2011. Т. 81, вып. 10.

УДК 62.665.4

ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК БИОМАССЫ НА СНИЖЕНИЕ ВЫБРОСОВ ОКСИДОВ СЕРЫ И АЗОТА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СУСПЕНЗИОННЫХ ТОПЛИВ

Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, Г. С. Няшина, П. А. Стрижак

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Активное использование ископаемого твердого топлива (угля) для производства тепловой и электрической энергии привело к существенному загрязнению окружающей среды, изменению климата, а также к проблемам экологической деградации, повышению уровня заболеваемости и смертности. Во многих странах запущены программы использования растительного и сельскохозяйственного сырья для получения тепловой и электрической энергии при сжигании взамен и/или совместно с традиционными топливами. Перспективным решением представляется смешение отходов углеобогащения, нефтепереработки и сельского хозяйства для создания на их основе суспензионных топлив.

Преимущества совместного использования углей с растительной биомассой для производства энергии заключаются в: применении возобновляемых источников энергии с низким уровнем затрат и риска, вовлечении в процессы генерации энергии неиспользуемых отходов, снижении антропогенных выбросов в атмосферу и уменьшении других негативных индикаторов, связанных со сжиганием ископаемых видов топлив [1, 2].

Одним из перспективных направлений совместного использования растительного топлива и угля является создание на их основе композиционных жидких, водоугольных (ВУТ) и органоводоугольных (ОВУТ) топлив [2, 3], внедрение которых обеспечит сбережение энергетических и материальных ресурсов, а также улучшение состояния окружающей среды [4, 5].

Цель настоящей работы – экспериментальное определение влияния добавок в виде соломы, отходов подсолнечника и водорослей на концентрации антропогенных выбросов при сжигании суспензионных топлив, приготовленных из отходов углеобогащения и нефтепереработки.

Для приготовления суспензионных топлив использовались следующие компоненты: отходы углепереработки – фильтр-кек; отработанное турбинное масло; солома; отходы подсолнечника; водоросли. Для анализа газовых антропогенных выбросов использовался стенд, аналогичный представленному в [4], который состоит из камеры сгорания; координатного механизма; газоанализирующего оборудования, состоящего из модульного зонда, газоотборного шланга, конденсатосборника, электрохимических сенсоров и вычислительного блока; компьютера для управления координатным механизмом, отображения трендов изменения концентраций антропогенных выбросов и обработки результатов.

По результатам настоящих исследований (табл. 1) выделены три основные причины снижения концентраций SO_x, образующихся при сжигании водоугольного (фильтр-кек) топлива в сравнении с органоводоугольными суспензиями (с дополнительными растительными примесями) и каменным углем.

Первая причина заключается в том, что содержание серы в смесях уменьшается при использовании растительной биомассы [5]. Биомасса в общем случае в своем составе содержит малое количество серы (0.04–0.7%, что значительно меньше по сравнению с большинством марок углей). Поэтому замена хотя бы небольшой доли угольного топлива растительным компонентом, как правило, выгодна с точки зрения снижения общего серосодержания [5].

Эффективность захвата и удержания S в золе зависит от концентрации щелочных и щелочноземельных металлов в топливе [6]. Таким образом, второй причиной снижения концентраций SO_x при сжигании суспензионных топлив с растительными добавками относительно угля является наличие соединений щелочных и щелочноземельных металлов, присутствующих в большом количестве в растительных отходах [7]. Данные соединения (Me: K, Ca и Na) могут связывать оксиды серы посредством реакций [7]: $2SO_2 + O_2 \rightarrow 2SO_3$; $MeO + SO_2 + O_2 \rightarrow$ $\rightarrow MeSO_4$; $MeCO_3 + SO_2 + O_2 \rightarrow MeSO_4 + CO_2$. Также следует отметить, что за счет пористой структуры растительных компонентов суспензионного топлива, формирующиеся оксиды серы могут постепенно диффундировать внутрь частиц топлива через поры и реагировать с оксидами щелочных металлов, снижая тем самым концентрации.

Таблица 1

Концентрации оксидов серы SO_x(ppm), образующихся при горении топлив

Состав	Температура, °C			
	700	800	900	1000
Уголь 100%	65	205	274	367
Фильтр-кек 100%,	17	55	94	130
Фильтр-кек 90%, турбинное масло 10%	39	65	110	140
Фильтр-кек 80%, турбинное масло 10%, солома 10%	12	25	94	136
Фильтр-кек 80%, турбинное масло 10%, водоросли 10%	21	35	68	105
Фильтр-кек 80%, турбинное масло 10%, отходы подсолнечника 10%	20	47	88	110

Так, например, добавка 10% измельченной соломы способствовала значительному снижению концентраций окислов серы относительно ОВУТ без добавок в диапазоне температур от 700 до 800 °C (SO_x снизились до 54%). На данном интервале концентрации SO_x не превышают 25 ppm. Однако в области высоких температур (более 900 °C) наблюдается резкое повышение концентраций SO_x до 136 ppm, что сопоставимо с выбросами, образующимися при сжигании ОВУТ без растительной добавки. Это связано с тем, что солома содержит достаточное количество неорганической серы, в зоне высоких температур происходит ее окисление. Добавка 10% водорослей, напротив, оказала наибольше положительное влияние на концентрации SO_x. Водоросли характеризуются наивысшей зольностью относительно других рассмотренных добавок. Следовательно, и содержание металлов у них (особенно щелочных металлов) выше по сравнению с наземной биомассой. Таким образом, существенную долю SO_x можно удержать за счет реакций с соединениями металлов.

Третья причина заключается в наличии значительной доли воды (до 40 wt%) в суспензиях, что обеспечивает существенное снижение SO_x. Оно связано с химическим реагированием свободного водорода H_2 с оксидами серы: $SO_2 + 3H_2 \rightarrow H_2S + 2H_2O$ [8].

В табл. 2 представлены средние значения концентрации NO_x, образующихся при сжигании исследуемых топлив при различных температурах в муфельной печи.

Таблица 2

Концентрации оксидов азота NO_x(ppm), образующиеся при горении топлив

Состав	Температура, °С			
	700	800	900	1000
Уголь 100%	140	179	320	466
Фильтр-кек 100%,	80	157	262	337
Фильтр-кек 90%, турбинное масло 10%	110	170	300	400
Фильтр-кек 80%, турбинное масло 10%, солома 10%	122	136	178	222
Фильтр-кек 80%, турбинное масло 10%, водоросли 10%	131	141	200	245
Фильтр-кек 80%, турбинное масло 10%, отходы подсолнечника 10%	98	130	155	200

В камере сгорания оксиды азота могут образовываться тремя различными путями. Термические NO_x образуются в результате взаимодействии азота из воздуха с кислородными радикалами при температурах выше 1300 °С [9]. Быстрые NO_x образуются из азота в воздухе при температуре выше 1300 °С в условиях низкого содержания кислорода в присутствии углеводородов [9]. В условиях того, что исследования проводились в диапазоне температур 700–1000 °С количество образующихся термических и быстрых NO_x мало. Образование NO_x в результате окисления топливного азота N является превалирующим механизмом для рассматриваемых топлив. Таким образом, важным фактором, влияющим на образование NO_x, является содержание азота в топливе [9]. Снижение общего азотосодержания водосодержащих топливных композиций является одной из главных причин снижения NO_x для ОВУТ, в сравнении с углем.

Согласно табл. 2 можно предположить, что при сжигании суспензий с биомассой увеличивается количество восстановленного из NO азота по следующим причинам. Во-первых, биомасса содержит большое количество летучих, в процессе выделения которых образуется достаточного NO для восстановления до N_2. Так же при сжигании биомассы могут образовываться разрушающие NO вещества, такие как NH_i и углеводородные радикалы CH_i [10]. Во-вторых, процесс восстановления NO_x связан с взаимодействием частиц биомассы и угольной матрицей, что приводит к растрескиванию более тяжелых углеводородов, способствующему расщеплению топливного азота N на летучие частицы. Увеличение выхода газа, поддерживаемое более высокой концентрацией CO и углеводорода, способствует восстановлению NO_x в направлении образования N_2 ($NO + CO \rightarrow 1/2N_2 + CO_2$), а не путем окисления до NO [9]. В-третьих, наличие воды в суспензиях приводит к появлению дополнительных радикалов H и OH, которые могут взаимодействовать с NO согласно реакции $2NO + 4H_2 + O_2 \rightarrow$ $\rightarrow N_2 + 4H_2O$ [11]. В-четвертых, оксиды железа в биомассе также могут взаимодействовать с угольными частицами, что приведет к дополнительным реакциям восстановления NO_x. Взаимодействие между CO, NO и Fe_2O_3 обобщается следующим образом: $3CO + Fe_2O_3 = 3CO_2 + 2Fe$; $2F + 3NO = 3/2\ N_2 + Fe_2O_3$ [9].

По данным, представленным в табл. 2, видно положительное влияние 10% частиц измельченной соломы и подсолнечника в суспензиях на процессы формирования окислов азота. Концентрации NO_x для обоих составов очень близки. Данный результат обусловлен близкими характеристиками компонентного состава этих добавок. Таким образом, при использовании соломы или отходов подсолнечника выбросы NO_x снизились более чем в 2 раза, причем с ростом температуры данный эффект усиливается. Среди всех рассматриваемых растительных добавок 10% водоросли оказали самое неблагоприятное влияние на выход окислов азота при сжигании суспензий. Высокое содержание азота в водорослях приводит к образованию большего количества окислов азота. В ходе экспериментов было установлено, что на интервале температур от 700 до 850 °С концентрации NO_x для состава с

водорослями являются максимальными. Однако при температурах более 850 °C значения NO_x стали ниже, чем у угля и суспензий без растительных добавок. Полученный результат означает, что в водорослях количество летучего азота доминирует. Поэтому при горении именно последний вносит основной вклад в формирование NO_x [7].

В заключении хотелось бы отметить, что совместное сжигание растительных отходов и продуктов углеобогащения и нефтепереработки целесообразно рассматривать не только как способ снижения антропогенных выбросов, производимых энергетическим сектором, но и как эффективный способ утилизации отходов. При сжигании суспензионных топлив на основе фильтр-кека и отработанного турбинного масла с добавками растительного происхождения экологические показатели сжигания выше, чем для угля. Концентрации окислов серы для всех рассматриваемых добавок лежат в диапазоне 10–136 ppm и обеспечивают снижение выбросов SO_x по сравнению с углем на 62–87%. При использовании соломы и отходов подсолнечника оксиды азота могут быть снижены на 12–57%. Применение 10% водорослей в суспензиях позволяет уменьшить уровень NO_x более чем на 35% в температурном диапазоне 900–1000 °C.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, National Council for Scientific and Technological Development и Department of Science of Brazil and Technology Ministry of Science & Technology Government of India в рамках научного проекта БРИКС № 19-53-80019.

Литература

1. Liu P., Zhu M., Leong Y. An experimental study of the rheological properties and stability characteristics of biochar-algae-water slurry fuels // Energy Procedia. 2017. Vol. 105. P. 125–130.

2. Bae J., Lee D., Lee Y., Park S., Park J., Kim J., Han C., Choi Y. An investigation of the evaporation behavior of bioliquid in the pores and its application to hybrid coal combining biomass with coal // Appl. Therm. Eng. 2015. Vol. 90. P. 199–206.

3. Staroń A., Kowalski Z., Staroń P., Banach M. Studies on CWL with glycerol for combustion process // Environ. Sci. Pollut. Res. 2019. Vol. 26. P. 2835–2844.

4. Nyashina G. S., Shlegel N. E., Vershinina K. Y., Strizhak P. A. Industrial waste as part of coal-water slurry fuels // Energy Fuels 2018. Vol. 32. P. 11398–11410.

5. Wei X., Guo X., Li S., Han X., Schnell U., Scheffknecht G., Risio B. Detailed Modeling of NOx and SOx Formation in Co-combustion of Coal and Biomass with Reduced Kinetics // Energy Fuels. 2012. Vol. 26. P. 3117–3124.

6. Obernberger I., Brunner T., Bärnthaler G. Chemical properties of solid biofuels-significance and impact // Biomass Bioenergy. 2006. Vol. 30. P. 973–982.

7. Zhao B., Su Y., Liu D., Zhang H., Liu W., Cui G. SO_2/NO_x emissions and ash formation from algae biomass combustion: Process characteristics and mechanisms // Energy. 2016. Vol. 113. P. 821–830.

8. Feng T., Huo M., Zhao X., Wang T. Reduction of SO_2 to elemental sulfur with H_2 and mixed H_2/CO gas in an activated carbon bed // Chem. Eng. Res. Des. 2017. Vol. 121. P. 191–199.

9. Daood S. S., Ord G., Wilkinson T., Nimmo W. Fuel additive technology–NO_x reduction, combustion efficiency and fly ash improvement for coal fired power stations // Fuel. 2014. Vol. 134. P. 293–306.

10. Vassilev S. V., Vassileva C. G., Vassilev V. S. Advantages and disadvantages of composition and properties of biomass in comparison with coal: An overview // Fuel. 2015. Vol. 158. P. 330–350.

11. Efstathiou A. M., Olympiou G. G. Industrial NO_x control via H2-SCR on a novel supported-pt nanocatalyst // Chem. Eng. J. 2017. Vol. 170, No. 2–3. P. 424–432.

УДК 532.613

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОЙ И МИКРОВОЛНОВОЙ СУШКИ ДРЕВЕСИНЫ

Н. Н. Гринчик[1], А. Л. Адамович[2]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]УО «Полоцкий государственный университет», г. Новополоцк, Республика Беларусь

Описание физико-математической модели. Система уравнений тепломассопереноса [1]:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} - \nabla \rho_l \frac{k k_l}{\mu_l} \nabla P_l = I\,, \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\phi \rho_v - \frac{\rho_0}{\rho_l} u \rho_v \right) - \nabla \rho_v \frac{k k_v}{\mu_v} \nabla P_v = -I\,, \tag{2}$$

$$\rho C_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \lambda_{eff} \nabla T = LI + Q\,. \tag{3}$$

Давление жидкости и теплота сорбции оценивались по уравнениям Кельвина и Клапейрона–Клаузиуса через обратные функции из изотермы десорбции $u_e = u(\varphi, T)$. В качестве изотермы сорбции принималось соотношение

$$u_e = A/\left(B - C\ln\varphi\right) + D/\left(1 - E\ln\varphi\right). \tag{4}$$

Для системы уравнений задавались соответствующие краевые условия. Давление пара в камере определялось по id-диаграмме влажного воздуха. Теплофизические характеристики образца принимались соответствующими древесине (сосна).

Распространение СВЧ-поля описывалось уравнением Гельмгольца:

$$-\Delta E - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon E = 0\,. \tag{5}$$

Диэлектрические характеристики древесины ε описывались соотношениями, полученными в [2] на частоте 2.45 ГГц. Эти соотношения для диэлектрической проницаемости при перпендикулярной и параллельной ориентации вектора напряженности электрического поля следующие:

$$\varepsilon'_{\perp} = \frac{12.466u^2 + 6.4111u}{k'(T)} + 1.41\,, \quad \varepsilon''_{\perp} = \frac{2.5789u^2 + 1.3625u}{k''(T)} + 0.07\,, \tag{6}$$

$$\varepsilon'_{\parallel} = \frac{16.235u^2 + 9.8732u}{k'(T)} + 1.9\,, \quad \varepsilon''_{\parallel} = \frac{3.6755u^2 + 1.4116u}{k''(T)} + 0.25\,. \tag{7}$$

где u – влагосодержание, кг/кг; T – температура, °С; коэффициенты

$$k'(T) = -2\cdot 10^{-7}T^3 + 6\cdot 10^{-5}T^2 + 1.1\cdot 10^{-3}T + 0.948\,,\ k''(T) = 3\cdot 10^{-4}T^2 + 0.0174T + 0.461\,.$$

Уравнения решались при помощи метода конечных элементов для одномерного случая сушки пластины толщиной 10 см.

Конвективная сушка пластины нагретым воздухом. Результаты моделирования, представленные на рис. 1, показывают процессы конвективной сушки, когда происходит постепенное углубление зоны испарения, сопровождающееся прогревом высушенных участков [3]. Во влажных центральных областях пластины температура растет медленно, что обусловлено расходом энергии на парообразование. Расчетная затраченная энергия на сушку пластины до влагосодержания 10% составила 27 кВт·ч при продолжительности сушки $2{,}2\cdot10^5$ с.

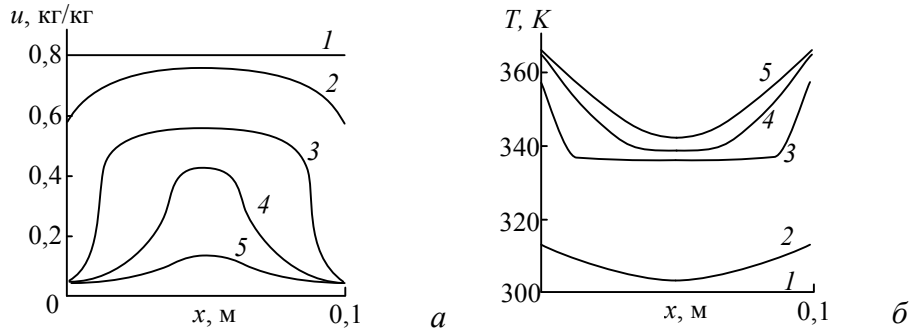


Рис. 1. Распределение влагосодержания (*а*) и температуры (*б*) в пластине при конвективной сушке: *1* – $t = 0$, *2* –$5\cdot10^3$ с, *3* – $5\cdot10^4$, *4* – $1{,}5\cdot10^5$, *5* – $2{,}2\cdot10^5$

Сушка пластины СВЧ-полем. Согласно результатам моделирования (рис. 2) СВЧ-сушка протекает с меньшими градиентами влагосодержания, по сравнению с конвективной. Происходит нагрев и интенсивное испарение влаги из центральной части пластины, ее движение к краям под действием давления пара и конденсации на холодных участках. Расчетная затраченная СВЧ-энергия на сушку составила 60 кВт·ч при продолжительности сушки $2{,}74\cdot10^5$ с. Значительная мощность на сушку обусловлена стоком тепла в окружающую среду (33 кВт·ч).

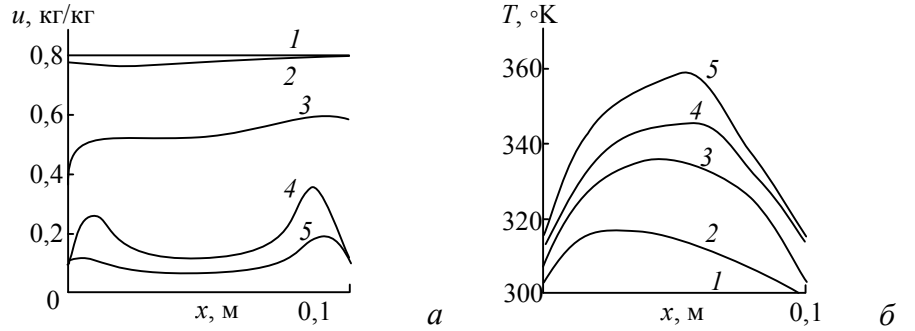


Рис. 2. Распределение влагосодержания (*а*) и температуры (*б*) в пластине при СВЧ-сушке: *1* – $t = 0$, *2* – $5\cdot10^3$ с, *3* – $5\cdot10^4$, *4* – $2\cdot10^5$, *5* – $2{,}7\cdot10^5$

Далее проводилось моделирование комбинированной сушки, совмещающей одновременно конвективный и СВЧ-нагрев. Затраченная мощность 17 кВт·ч (СВЧ) и 10,6 кВт·ч (конвективный нагрев) при меньшем времени сушки $7{,}2\cdot10^4$ с (в 3 и в 3.8 раза по сравнению с конвективной и СВЧ-сушкой соответственно).

Заключение. Система уравнений и замыкающих соотношений позволяет исследовать процессы тепломассообмена при сушке капиллярно-пористых материалов, в том числе и энергией СВЧ-поля. Проведенные расчеты показывают, что наибольшую скорость сушки обеспечивает комбинированный метод. Очевидно, увеличение скорости сушки обусловлено ростом интенсивности прогрева за счет выравнивания температурного градиента по объему пластины, что в свою очередь, значительно снижает вероятность деформации и растрескивания материала. Для оценки реальных затрат энергии на сушку материалов тем или иным спо-

собом необходимо учитывать КПД, как конвективного процесса сушки (0.4–0.5), так и магнетрона-СВЧ (0.7–0.75).

Литература

1. Кундас С. П., Гринчик Н. Н., Гишкелюк И. А., Адамович А. Л. Моделирование процессов термовлагопереноса в капиллярно-пористых средах Минск: Ин-т тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2007. – 292 с.

2. Адамович А. Л. Определение комплексной диэлектрической проницаемости древесины в СВЧ-диапазоне // Вестник Полоцкого гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. 2005. № 10. С. 37–43.

3. Лыков А. В. Теория сушки. Изд. 2-е. М.: Энергия, 1968. – 470 с.

УДК 539.217.1+531.135:536.24

ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Н. Н. Гринчик

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Введение. Процессы переноса в деформируемых сплошных средах рассматривались в ряде работ [1–11]. Остановимся подробнее на процессах переноса в изотропных упругих средах. Дадим определение упругого тела с учетом того, что работа сил, приложенных к упругому телу на замкнутом по деформации и температуре цикле, равна нулю.

Вначале рассмотрим термодинамику упругой деформации твердого стержня. При упругой деформации стержня его объем, как правило, изменяется незначительно. Согласно распространенному мнению [1–11], изменение внутренней энергии в этом случае можно записать уравнением

$$dU = \hat{\sigma} d\hat{l} + TdS, \tag{1}$$

где $\hat{\sigma}$ – нормальное напряжение, $\hat{l}$ – удлинение. Из опыта определяем зависимость между напряжением, деформацией и температурой:

$$\hat{\sigma} = E(T)\hat{l} - E(T)\alpha(T)(T - T_0).$$

Здесь α – коэффициент температурного расширения, T_0 – начальная температура, E – модуль упругости. Покажем, что (1) справедливо только в том случае, если характеристики E и α не зависят от температуры, в противном случае dU уже не будет являться полным дифференциалом, в чем можно убедиться, рассматривая следующий круговой процесс.

Возьмем стержень с температурой T_1 и длиной $\hat{l}_1$. Увеличим теперь изотермически стержень от $\hat{l}_1$ до $\hat{l}_2$, после чего повысим температуру до T_2 (при постоянном растяжении), а затем уменьшим длину до $\hat{l}_1$ (при постоянной температуре T_2) и охладим стержень снова до

T_1. При круговом процессе суммарное количество тепла, подведенное к телу, будет равно суммарному количеству тепла, отведенного от него. Таким образом, в соответствии с законом сохранения энергии, механическая работа, совершенная над телом, также будет равна нулю.

Итак, должно выполняться уравнение

$$\left(\hat{l}_2 - \hat{l}_1\right)\hat{\sigma}(T_1) - \left(\hat{l}_2 - \hat{l}_1\right)\hat{\sigma}(T_2) = 0\,, \tag{2}$$

но $\hat{\sigma}(T_1) \neq \hat{\sigma}(T_2)$, поэтому уравнение (2) противоречит опыту. Остается только предположить, что изменение длины стержня также сопровождается обменом тепла. В данном случае подводимое тепло затрачивается на изменения температуры стержня и его длины, поэтому упругий стержень является открытой системой, так как происходит обмен энергии с окружающей средой. В этом случае макроскопическая работа при изотермическом процессе определяется уже не разностью внутренних энергий, а разностью свободных энергий:

$$dF = \hat{\sigma} d\hat{l} + SdT\,. \tag{3}$$

Модель диссипации энергии для открытых систем. Определим дополнительное количество тепла в механических единицах, которое необходимо для увеличения длины стержня на единицу при постоянной температуре (эластокалорический эффект). Сделаем это с помощью метода дифференциальных соотношений Максвелла. Как известно, справедливы соотношения

$$\left(\frac{\partial X_k}{\partial X_j}\right)_{P_k} = -\left(\frac{\partial P_j}{\partial P_k}\right)_{X_j}, \tag{4}$$

где X_j – координаты, P_j – потенциалы термодинамической системы. В нашем случае термодинамическими параметрами системы являются:

$$\begin{aligned} X_1 &= S, \quad P_1 = T; \\ X_2 &= \hat{l}, \quad P_2 = \hat{\sigma}, \end{aligned} \tag{5}$$

и поэтому

$$\left(\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial T}\right)_{\hat{l}} = -\left(\frac{\partial S}{\partial \hat{l}}\right)_T. \tag{6}$$

Преобразуем (6) к виду

$$\left(\frac{\partial S}{\partial \hat{l}}\right)_T = \frac{1}{T}\left(\frac{\partial Q}{\partial \hat{l}}\right)_T. \tag{7}$$

Из (7) видно, что для сохранения температуры стержня постоянной при деформациях необходимо подводить тепло. Следовательно, $\left(\partial Q/\partial \hat{l}\right)_T$ характеризует дополнительное количество теплоты, которое необходимо передать стержню, чтобы изменить его длину на единицу при постоянной температуре. Принимая во внимание (6), имеем

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial \hat{l}}\right)_T = -T\left(\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial T}\right)_{\hat{l}}. \tag{8}$$

Изменение свободной энергии (3) с учетом (8) запишется как

$$dF = \left(\hat{\sigma} - T\left(\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial T} \right)_{\hat{l}} \right) d\hat{l} + SdT \,. \tag{9}$$

Члены $T\left(\partial\hat{\sigma}/\partial T\right)_{\hat{l}}$ в работах [1–11] не учитываются. Правда, в [1] оговаривается, что E и α должны быть постоянными величинами в заданном диапазоне изменения температуры.

Рассмотрим изменение свободной энергии в случае насыщения порового пространства двухфазной жидкостью. Если учитывать зависимость капиллярного давления жидкости от температуры, то, проводя аналогичные рассуждения для координат и потенциалов

$$\begin{aligned} X_1 &= S, \qquad P_1 = T; \\ X_2 &= \theta_{\text{ж}}, \quad P_2 = P_{\text{ж}}^{\text{к}}, \end{aligned} \tag{10}$$

имеем аналогичное (9) выражение

$$dF = \left(P_{\text{ж}}^{\text{к}} - T\left(\frac{\partial P_{\text{ж}}^{\text{к}}}{\partial T} \right) \right) d\theta + SdT \,. \tag{11}$$

Рассуждения, приведенные нами выше, и соотношение (9) были впервые сделаны А. Эйнштейном [12] применительно к тонким плоским пленкам жидкости для случая, когда ее поверхностное натяжение зависит от температуры. Пример, рассмотренный А. Эйнштейном, вошел во многие курсы термодинамики [13, 14], но попыток обобщения для сред, в которых капиллярное давление $P_{\text{ж}}^{\text{к}}$ и тензор напряжений σ_{ij} зависят от температуры, сделано не было. Соотношение (8) для деформируемого упругого стержня было получено другим способом М. А. Леонтовичем [14], но без ссылки на работу А. Эйнштейна, в которой рассматривались капиллярные явления [12]. При замене в (8) модуля упругости на поверхностное натяжение получается в точности формула А. Эйнштейна.

В условиях локального термодинамического равновесия в элементарном макрообъеме изменения влагосодержания, давления и температуры, возникающие из-за обмена веществом и теплотой с соседними объемами, происходят, как правило, намного медленнее, чем процессы установления межфазового равновесия в рассматриваемом объеме среды, поэтому для определения давления жидкости можно использовать формулу Кельвина, которая связывает давление пара и жидкости, а также семейство изотерм сорбции $U_{\text{ж}} = f(P_{\text{п}}, T)$. Более подробно данная методика изложена в работах [15–17].

Надо иметь в виду, что изотерма сорбции может зависеть от тензора деформации l_{ij} и, следовательно, тензора напряжений, который влияет на энергию связи с материалом и изменяет ее химический потенциал. Эффект возникновения влажностных напряжений необходимо учитывать при сушке коллоидных капиллярно-пористых материалов, например, древесины, которая может увеличивать свой первоначальный объем за счет поглощения влаги, т. е. происходит "набухание" материала. В настоящее время при исследованиях адсорбционного равновесия между пористой структурой и паром учитывают влияние только парциального давления паров воды и температуры. Влажностные напряжения могут приводить к трещинообразованию материала в процессе его сушки. Зависимость $U_{\text{ж}} = f(P_{\text{п}}, T, l_{ij})$ экспериментально получить затруднительно, поэтому физически более оправданно учитывать зависимость равновесного влагосодержания хотя бы от первого инварианта тензора деформации

$$I_1 = l_{11} + l_{22} + l_{23} = l_{kk} \,,$$

который при бесконечно малых деформациях (если l_{ij} является симметричным) имеет вид

$$\hat{\theta} \approx I_1 = \frac{dV - dV_0}{dV_0} \ ,$$

поэтому при относительных изменениях объема меняется пористость среды m, $m = f(U_ж, I_1)$. Таким образом, в деформируемой пористой среде изотерма сорбции зависит также и от первого инварианта тензора деформации $I_1 = l_{kk}$:

$$U_ж = U_ж(P_п, T, I_1), \quad P_п = P_п(U_ж, T, I_1) \ . \tag{12}$$

Интенсивность массообмена между фазами определяем по формуле [15, 17]

$$I = \frac{\partial U_ж}{\partial \tau} = \left(\frac{\partial U_ж}{\partial P_п}\right)_{T,I_1} \frac{\partial P}{\partial \tau} + \left(\frac{\partial U_ж}{\partial I_1}\right)_{T,P_п} \frac{\partial I_1}{\partial \tau} + \left(\frac{\partial U_ж}{\partial T}\right)_{P_п,I_1} \frac{\partial T}{\partial \tau}, \tag{13}$$

а давление жидкости можно определить, используя (12) и формулу Кельвина:

$$P_ж = P_s(T) + \frac{RT}{v'_ж} \ln \frac{P_п(U_ж, T, I_1)}{P_s(T)} \ . \tag{14}$$

В дальнейшем влияние деформации пористого материала на изотерму сорбции/десорбции не учитываем в силу отсутствия необходимых экспериментальных данных, т. е. каркас считаем жестким. Более подробно рассмотрим тепловые эффекты, обусловленные изменениями межфазной поверхности при неизотермическом тепло- и влагопереносе.

При исследованиях медленных течений можно пренебречь членами, которые учитывают изменения давления и удельного объема газа, а также конвективным переносом тепла жидкостью. При выполнении локального термодинамического равновесия между жидкостью и паром и учете дополнительного теплового эффекта на межфазной поверхности система уравнений имеет вид:

уравнение энергии

$$\begin{aligned} &\left[(1-m)\rho_T c_{PT} + m\left(\theta_г \rho_г c_{Pг} + \theta_ж \rho_ж c_{Pж}\right)\right]\frac{\partial T}{\partial \tau} + m\theta_г \rho_г c_{Pг}\left(\mathbf{v}_г \nabla T\right) = \\ &= \nabla\left(\lambda \nabla T\right) + LI - m\left(P_ж^к - T\left(\frac{\partial P_ж^к}{\partial T}\right)_{\theta_ж}\right)\frac{\partial \theta_ж}{\partial \tau}; \end{aligned} \tag{15}$$

уравнение фильтрации пара

$$m\frac{\partial\left(\rho_п \theta_п\right)}{\partial \tau} = \nabla\left(\rho_п \mathbf{v}_п\right) + I \ , \quad \mathbf{v}_п = -\frac{K_п}{\eta_п} f_п(\theta_п) \nabla P_п \ ; \tag{16}$$

уравнение состояния идеального газа (пара)

$$P_п = \frac{\rho_п RT}{\nu_п} \ ; \tag{17}$$

изотермы сорбции

$$a = f\left(P_п, T\right), \quad P_п = F\left(a, T\right); \tag{18}$$

уравнение фильтрации жидкости

$$\frac{\partial u_{\text{ж}}}{\partial \tau} = \nabla\left(\rho_{\text{ж}} \mathbf{v}_{\text{ж}}\right) - I\,, \quad \mathbf{v}_{\text{ж}} = -\frac{K_{\text{ж}}}{\eta_{\text{ж}}} f_{\text{ж}}(\theta_{\text{ж}}) \nabla P_{\text{ж}}\left(a, T\right). \tag{19}$$

где влагосодержание $u_{\text{ж}} = m\rho_{\text{ж}}\theta_{\text{ж}}$, при этом переменной величиной является только насыщенность пористой среды жидкостью $\theta_{\text{ж}}$.

В уравнении (15) принималось во внимание, что на объемное поглощение (выделение) тепла оказывают влияние члены, учитывающие дополнительное количество теплоты, которое необходимо сообщить пористой среде при изменении насыщенности жидкостью.

В качестве замыкающих соотношений используем следующие зависимости:

давления насыщенного пара жидкости от температуры

$$P_{\text{s}} = f(T)\,; \tag{20}$$

давления жидкости в пористой структуре от влагосодержания и температуры

$$P_{\text{ж}} = P_{\text{s}}(T) + \frac{RT}{v'_{\text{ж}}} \ln \frac{F\left(a, T\right)}{P_{\text{s}}(T)}\,; \tag{21}$$

удельной теплоты фазового перехода, согласно формуле Клапейрона–Клаузиуса

$$L = r_0 - \frac{RT^2}{v''_{\text{ж}}} \left(\frac{\partial \ln F\left(a, T\right)}{\partial T} \right)_{\alpha}\,; \tag{22}$$

интенсивности массообмена между фазами

$$I = \frac{\partial a}{\partial \tau} = \left(\frac{\partial a}{\partial P_{\text{п}}} \right)_T \frac{\partial P_{\text{п}}}{\partial \tau} + \left(\frac{\partial a}{\partial T} \right)_{P_{\text{п}}} \frac{\partial T}{\partial \tau}\,. \tag{23}$$

Приняты следующие начальные и граничные условия:

$$\tau = 0,\ T = T_0,\ P_{\text{п}} = P_{\text{п}0},\ P_{\text{ж}} = P_{\text{ж}0}\,; \tag{24}$$

$$r = 0:\ \left.\frac{\partial P_{\text{п}}}{\partial r}\right|_{r=0} = 0,\ \left.\frac{\partial P_{\text{ж}}}{\partial r}\right|_{r=0} = 0,\ \lambda \left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{r=0} = 0\,; \tag{25}$$

$$r = 1:\quad \rho_{\text{п}} \mathbf{v}_{\text{п}}\big|_{r=1-0} = \rho_{\text{п}} \mathbf{v}_{\text{п}}\big|_{r=1+0}\,; \tag{26}$$

$$r = 1:\quad P_{\text{ж}}\left(1, \tau\right) = P_{\text{s}}(T) + \frac{RT}{v'_{\text{ж}}} \ln \frac{P_{\text{п}}(\tau)}{P_{\text{s}}(T(\tau))}\,. \tag{27}$$

Уравнения (15)–(27) образуют замкнутую систему уравнений переноса тепла и массы в пористых средах.

Оценим количество тепла, необходимое для изменения межфазной поверхности пористой структуры (электроцеллюлозной изоляции) для конкретной изотермы сорбции (десорбции):

$$u_{\text{ж}} = A \exp\left(-\alpha T\right)\left(\beta P_{\text{п}}\right)^{-\kappa + jT}\,, \tag{28}$$

где $A = 367\,935$ кг/м^3, $\alpha = -0.033$, $\beta = 0.0076$, $\kappa = 0.96$, $j = 0.005$. Сток тепла определяем по формуле $L\,\partial u_{ж}/\partial\tau$, где $L = r_0 + r_c$, r_c – теплота сорбции, r_0 – теплота испарения свободной воды ($2\cdot10^6$ Дж/кг), а дополнительное тепло определяется выражением

$$AS = \left[P_{ж} - T\left(\frac{\partial P_{ж}}{\partial T}\right)\right]\frac{\partial \theta_{ж}}{\partial\tau} = \frac{1}{\rho_{ж}}\left[P_{ж} - T\left(\frac{\partial P_{ж}}{\partial T}\right)\right]\frac{\partial u_{ж}}{\partial\tau}. \qquad (29)$$

Для наглядности будем оценивать вклад дополнительного количества тепла, необходимого для изменения межфазной поверхности, только по отношению к теплоте испарения свободной воды:

$$\delta' = \frac{P_{ж} - T\left(\dfrac{\partial P_{ж}}{\partial T}\right)_{u_{ж}}}{r_0\rho_{ж}}. \qquad (30)$$

Учитывая, что для воды $R/v_{ж} = 4{,}61\cdot10^5$ Дж/м^3, получаем значение δ' для различных влагосодержаний и температур. Результаты расчетов δ' сведены в таблицу, из которой видно, что δ' составляет в среднем 40% для влагосодержаний 10–60%, поэтому вклад члена $P_{ж} - T\left(\partial P_{ж}/\partial T\right)$ в уравнение энергии является существенным. При малых влагосодержаниях $\le$5 кг/м^3 формулу следует применять с осторожностью, поскольку мы находимся вблизи нижней границы применимости формулы Кельвина [15–17].

Оценка вклада дополнительной теплоты ($\delta\cdot100\%$) для образования межфазной поверхности

T, К	u, кг/м^3					
	10	20	30	40	50	60
293	49.3	32	21.4	14.1	8.45	3.8
300	34.4	18.7	9.4	2.9	–7.2	–6.6
310	16.1	2.5	–5.4	–11.1	–15.5	–19.1
320	0.4	–11.5	–18.5	–23.5	–27.4	–30.5
330	–13.5	–24.1	–30.3	–34.7	–38.1	–40.9
340	–26	–35.5	–41	–45	–48	–50.5
356	–37.5	–46	–51.1	–54.6	–57.4	–59.6
360	–48.2	–56	–60.5	–64	–66.3	–68.4
370	–58	–65.4	–69.6	–72.6	–74.9	–77

Рассуждения о дополнительном количестве тепла, которое идет на образование поверхности, не является чисто теоретическим. Так, например, В. А. Киреев прямо указывает на то, что для высокодисперсных продуктов величина дополнительного количества тепла, например, теплоты преобразования бромистого серебра в крупнокристаллическое состояние, на 14.2 кДж/моль больше, чем в высокодисперсное [18]. Для сравнения теплота испарения свободной воды составляет 40.6 кДж/моль, поэтому $\delta' \approx 30\%$. По мнению В. А. Киреева, теплоту, которая идет на образование межфазной поверхности, часто недооценивают.

Заключение. В большинстве моделей пористых сред с учетом и без учета деформаций практически отсутствует связь с физикой и термодинамикой поверхностных явлений. В данной работе мы попытались учесть основные положения физики поверхностных явлений в макромодели тепло- и массопереноса. Методом дифференциальных соотношений термодинамики найдены зависимости для определения количества тепла, которое затрачивается на деформацию пористой среды и изменение межфазной поверхности.

Обозначения

a – количество сорбированной примеси в единице объема, кг/м^3; c_p – удельная изобарная теплоемкость пористого тела, Дж/(кг·К); Q – количество тепла, поступающего в единицу объема среды через поверхность за единицу времени, Вт/м^3; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); r' – характерный размер капилляра, м; r_0 – удельная теплота испарения свободной жидкости, Дж/кг; r_c – удельная теплота сорбции, Дж/кг; S – энтропия, Дж/К; t – время, с; T – температура, К; $\nu'_ж$, $\nu'_п$ – молярные объемы жидкости и водяного пара, м^3/моль; $\nu''_ж$, $\nu''_п$ – молярные массы жидкости и водяного пара, кг/моль; $\theta_ж$, $\theta_п$ – насыщенности пористой среды жидкостью или паром, м^3/м^3; λ – теплопроводность пористой среды, Вт/(м·К); $\mu_ж$, $\mu_п$ – химические потенциалы жидкости и пара соответственно, Дж/моль; ρ – плотность, кг/м^3; σ – поверхностное натяжение, Н/м; τ_e – время релаксации силы в законе Гука, с; φ – относительная влажность паров.

Литература

1. Работнов Ю. Н. Механика деформируемого твердого тела. М.: Наука, 1988.
2. Подстригач Я. С., Ломакин В. А., Коляно Ю. М. Термоупругость тел неоднородной структуры. М.: Наука, 1984.
3. Новацкий В. Динамические задачи термоупругости. М.: Мир, 1970.
4. Емельянов В. Н. Механика сплошной среды и теория напряжений и основные модели: учеб. пособие. 2-е изд., испр. и доп. М.: Изд-во Юрайт, 2018.
5. Маркин А. А., Соколова М. Ю. Термомеханика упругопластического деформирования. М.: Физматлит, 2013.
6. Карташов Э. М., Кудинов В. А. Аналитические методы теории теплопроводности и ее приложений. Изд. 4-е, перераб. и доп. М.: URSS: Ленанд, 2018.
7. Карташов Э. М., Кудинов В. А. Аналитические методы теории теплопроводности и прикладной термоупругости: учеб. пособие. М.: URSS: Ленанд, 2018.
8. Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. Новосибирск: Изд-во Новосибирского гос. ун-та. 2000. С. 65–67.
9. Defay R. and Prigogine I. Surface Tension and Adsorption. Longmans; Fist published 1966.
10. Нигматуллин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987.
11. Пригожин И., Кондепуди Д. Современная термодинамика. М.: Мир, 2002.
12. Эйнштейн А. Следствия из явлений капиллярности. Собрание науч. тр. в 4-х т. М.: Наука, 1965. С. 7–18, 631.
13. Хаар Д., Вертеланд Т. Элементарная термодинамика. М.: Мир, 1968.
14. Леонтович М. А. Введение в термодинамику. Статистическая физика. М.: Наука, 1983.
15. Гринчик Н. Н., Адамович А. Л., Кизина О. А., Харма У. М. Моделирование тепловлагопереноса в древесине при досушке энергией СВЧ-поля // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 1. С. 37–42.
16. Гринчик Н. Н., Насонова Н. В., Лыньков Л. М., Харма У. М. Водосодержащие капиллярно-пористые экраны электромагнитного излучения. Теория и практика. Минск: Бестпринт, 2016.
17. Адамович А. Л., Гринчик Н. Н., Кундас С. П., Терехов В. И. Моделирование неизотермического тепло- и влагопереноса в капиллярно-пористых средах при микроволновом нагреве // Теплофизика и аэромеханика. 2004. Т. 11, № 2. С. 257–272.
18. Киреев В. А. Курс физической химии. М.: Химия, 1975.

УДК 676.056.521.1

ПРИЧИНЫ НЕРАВНОМЕРНОЙ СУШКИ БУМАГИ НА КОНТАКТНО-КОНВЕКТИВНЫХ УСТАНОВКАХ

Е. Н. Громова

Санкт-Петербургский государственный университет промышленных технологий и дизайна, г. Санкт-Петербург, Россия
Высшая школа технологии и энергетики, г. Санкт-Петербург, Россия

Многоцилиндровые контактно-конвективные установки являются самыми распространенными и эффективными агрегатами для сушки бумаги, целлюлозы и картона. Однако они имеют один существенный недостаток, заключающийся в получении неравномерного профиля влажности по ширине полотна. На кромках влажность материала оказывается ниже, чем в средней части. Для выравнивания профиля влажности на некоторых бумагоделательных машинах устанавливаются системы для вентиляции застойных зон в межцилиндровых пространствах, а также корректирующие колпаки скоростной сушки. Применяемые в настоящее время сетчатые сукна также улучшают режим сушки на участках свободного пробега.

Применение инфракрасного излучения, токов высокой частоты, секционного регулирования температуры сушильных цилиндров для выравнивания влажности по ширине полотна ограничивается необходимостью достаточно сложной и затратной модернизации всей установки, увеличением удельных затрат энергии на испарение влаги и небольшим достигаемым эффектом.

Исследование температурного и психрометрического режимов сушки были проведены на картоноделательной машине АО «Монди Сыктывкарский ЛПК». Вырабатываемой продукцией является бумага-основа для упаковки, состоящая из 100% сульфатной беленой целлюлозы, массой 170 г/м^2, ширина полотна – 6,2 м, скорость его движения по сушильной части – 200 м/мин.

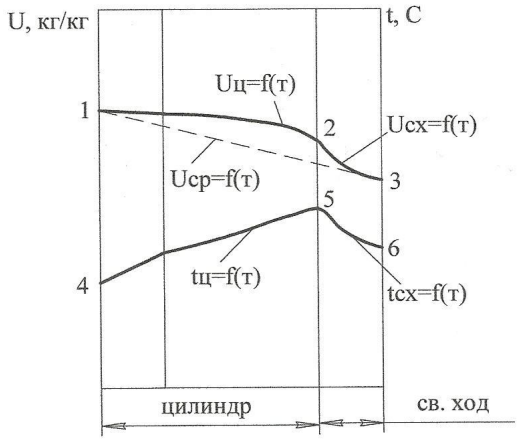


Рис. 1. Кинетические кривые сушки и термограммы на цилиндре и участке свободного хода

На кромках полотна возникает коробление бумаги в результате неравномерного распределения температуры и влажности в межцилиндровых пространствах, а также вследствие установленного температурного режима бумагосушильных цилиндров. На рис. 1 представлены параметры сушки и кинетические кривые на цилиндрах и участках свободного пробега полотна. В связи с неравномерным распределением температуры и влажности воздуха по ширине машины потенциал конвективного теплообмена и, соответственно, интенсивность сушки по краям цилиндров больше, чем в средней части, что вызывает искажение профиля влажности полотна бумаги.

Однако главной причиной, вызывающей пересушку кромок, является неравномерное температурное поле на поверхности цилиндра по его длине. Температура по краям оказывается выше, чем в средней части (таблица). Это связано с различными интенсивностями теплообмена боковой поверхности цилиндра с полотном бумаги и торцевых крышек с окружающим воздухом.

Распределение температуры по длине цилиндра

Лицевая сторона	Точки измерений			Приводная сторона
	2	3	4	
120	112	108	113	122

Удельный тепловой поток при соприкосновении цилиндра с бумагой пропорционален коэффициенту контактного теплообмена ($\alpha_{кнт}$) и разности температур поверхности цилиндра ($t_н^ц$) и бумаги ($\vartheta_б$):

$$q_{кнт} = \alpha_{кнт}(t_н^ц - \vartheta_б).$$

Величина коэффициента контактного теплообмена находится в пределах от 2100 до 2500 кДж/(м^2·ч ºС), а удельный поток для периода постоянной скорости сушки составляет (60–100)·10^3 кДж/(м^2·ч) [1]

Тепловой поток от наружных поверхностей торцевых крышек зависит от коэффициента конвективного теплообмена ($\alpha_{конв}$) и температурного перепада между наружной поверхностью ($t_н^{кр}$) и окружающим воздухом ($t_в$):

$$q_{конв} = \alpha_{конв}\left(t_н^{кр} - t_в\right).$$

Значение конвективного теплового потока изменяется от 3·10^3 до 3,5·10^3 ккал/(м^2·ч).

Температуры внутренней поверхности цилиндра ($t_{вн}^ц$) и крышки ($t_{вн}^{кр}$) определяются величинами тепловых потоков $q_{конв}$ и $q_{конт}$, температурой насыщенного пара ($t_{н.п.}$) и коэффициентом теплоотдачи при конденсации водяного пара (α_1):

$$t_{вн}^ц = t_{н.п.} - \left(\frac{q_{кнт}}{\alpha_1}\right),$$

$$t_{вн}^{кр} = t_{н.п.} - \left(\frac{q_{конв}}{\alpha_1}\right).$$

Так как поток тепла от цилиндра к бумаге ($q_{кнт}$) гораздо больше потока тепла от крышки к окружающему воздуху ($q_{конв}$), то температура на внутренней цилиндрической поверхности будет меньше, чем на крышке.

Температуры цилиндрической поверхности ($t_н^ц$) и крышки ($t_н^{кр}$) еще более различаются на внешних поверхностях за счет различного температурного перепада в стенках при их одинаковой толщине ($\delta_{кр} = \delta_ц$) и коэффициентах теплопроводности ($\lambda_ц = \lambda_{кр}$).

Численные расчеты показывают, что если температура внутренней стенки цилиндра равна 140 ºС, то температура наружной боковой поверхности, соприкасающаяся с бумагой, окажется равной 123 ºС, а температура наружной поверхности крышек – 136,5 ºС. Так как температурный режим крышек и цилиндров различен, то возникают «перетоки» тепла через болтовые соединения и соприкасающиеся поверхности деталей, что создает неравномерное температурное поле по длине цилиндра (рис. 2).

Данная неравномерность увеличивается при кольцевом образовании конденсата в полости сушильных цилиндров, так как за счет термического сопротивления кольца снижается температура поверхности цилиндра, а температура крышек остается неизменной. Поэтому при регулировании и эксплуатации сифонов необходимо добиваться наиболее полного удаления конденсата, так как повышенная толщина кольца приводит к увеличению перекоса на торцах сушильного цилиндра. [2]

Такое распределение температурного поля приводит к неравномерному тепловому потоку по длине цилиндров и к пересушке и короблению кромок бумажного полотна.

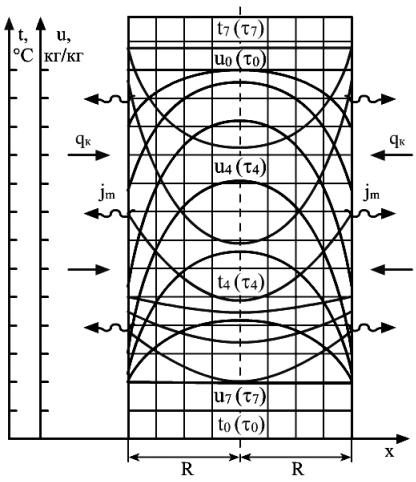


Рис. 2. Распределение полей влажности и температуры по длине цилиндра: t – температура полотна, ºС; U – влагосодержание материала, кг/кг; $q_к$ – конвективный тепловой поток, Вт/м^2, j_m – поток массы влаги, кг/(м^2·с)

Интенсивность контактной сушки в 3–5 раз больше по сравнению с конвективной на участках пробега полотна между цилиндрами, поэтому незначительное изменение температуры на поверхности цилиндра приводит к существенному нарушению профиля влажности по ширине полотна [3, 4].

Наибольшее отклонение изотерм наблюдается в цилиндрах, на которых протекает период постоянной скорости сушки. В периоде падающей скорости температура бумаги постепенно увеличивается и неравномерность температуры на поверхностях цилиндров снижается.

Наиболее чувствительными к тепловому перекосу оказываются тонкие виды бумаг, что подтверждается практикой их сушки на многоцилиндровых установках. Поэтому при разработке графиков сушки необходимо учитывать влияние неравномерного распределения температуры поверхности по длине сушильных цилиндров на пересушку кромок бумаги, а при проектировании новых цилиндров обеспечивать тепловой режим их работы с равномерным температурным графиком по ширине машины.

Выводы

1. Основной причиной, вызывающей изменение профиля влажности бумажного полотна, является неравномерное распределение температуры поверхности по длине цилиндра.

2. Влияние на положение изотерм на поверхности и в стенках сушильных цилиндров оказывают крышки, которые являются источниками тепла.

3. Неравномерность в распределении температуры на поверхности цилиндров увеличивается при кольцевом конденсатоообразовании.

Литература

1. Жучков П. А., Саунин В. И. Тепловой и гидравлический режимы бумагоделательных и картоноделательных машин. М.: Лесная пром-сть, 1972.

2. Бойков Л. М., Прохоров Д. А., Ионин Е. Н. Исследование влияния одностороннего подвода теплоты на тепловую эффективность сушильной установки // Тезисы докл. науч. конф. с междунар. участием. Институт энергетики и транспортных систем. Ч. 1. СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2016.

3. Бельский А. П., Лакомкин В. Ю., Громова Е. Н. Безобрывная проводка бумажного полотна: кинетика и тепломассообмен // Целлюлоза. Бумага. Картон. 2007. № 12.

4. Бойков Л. М. Энергосбережение и ускорение сушки бумаги и картона. СПб.: СПбГУПТД, – 2018.

УДК 66.045

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР ВО ВТОРОМ ПЕРИОДЕ ФИЛЬТРАЦИОННОЙ СУШКИ МОНОДИСПЕРСНОГО СЛОЯ

И. А. Гузёва, В. М. Атаманюк, Д. П. Киндзера

Национальный университет «Львовская политехника», г. Львов, Украина
iryna.o.huzova@lpnu.ua

Сушка дисперсных слоёв пищевых продуктов и растительного сырья происходит в основном во втором периоде – периоде падающей скорости [1]. В этом периоде поверхность частиц свободна от влаги, тепло передается от поверхности частиц дисперсного слоя до их середины путем теплопроводности. Количество жидкой фазы в частицах в процессе сушки уменьшается, а парогазовой растет. Только твердая фаза сохраняет свои свойства.

Рассмотрим процесс фильтрационной сушки монодисперсного слоя цукатов из тыквы [2]. Такой метод сушки осуществляется путем фильтрации теплового агента через слой, размещенный на решётке. Направление фильтрации: тепловой агент – монодисперсный слой.

Решая задачу моделирования, можно определить распределение температур по высоте слоя и во времени, что является важным моментом при энергетических расчетах процесса в целом.

На производствах пищевых продуктов цукаты направляются на сушку в горячем виде (50–100 °С) и сушатся горячим воздухом (40–120 °С) [2]. Эти условия были взяты за основу при проведении экспериментальных исследований. Эксперимент проводили в контейнере (рис. 1) следующим образом.

Корпус контейнера 1 (рис. 1) диаметром 0,1 м состоит из четырех частей, которые имеют решетки 3. Стенки контейнера и решетки изготовлены из фторопласта с целью исключения кондуктивного нагрева цукатов во время сушки и с целью сохранения вкусовых качеств и питательной ценности готовой продукции. На входе и на выходе из контейнера 1, а также в каждой из четырех частей контейнера 1 подключены термопары 4.

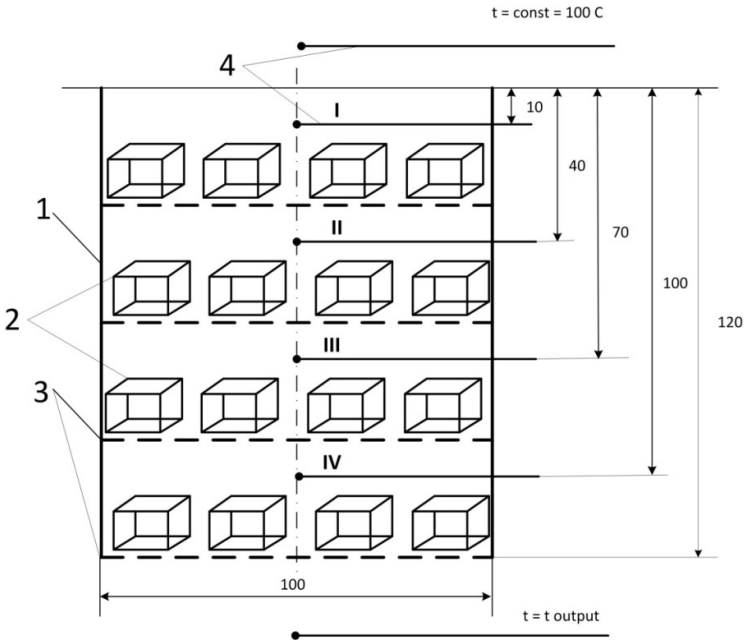


Рис. 1. Схема контейнера для фильтрационной сушки цукатов: 1 – корпус, 2 – слои цукатов, 3 – решетки, 4 – термопары

Подготовка к эксперименту проводилась следующим образом: на каждую из четырех решеток 3 цукаты температурой 100 °С и размером 20х10х10мм, раскладывали по 16 штук равномерно в один слой. Такой метод размещения цукатов способствует равномерному распределению теплового агента, минимизирует гидравлическое сопротивление слоя. Сверху каждого слоя устанавливали термопары 4, которые были размещены от верхнего края контейнера следующим образом: термопара I – 10 мм, термопара II – 40 мм, термопара III – 70 мм, термопара IV – 100 мм (рис. 1). Термопара сверху контейнера фиксировала постоянную температуру теплового агента на сушку (100 °С). Термопара снизу контейнера фиксировала температуру теплового агента на выходе из контейнера. Сушка проводилась путем фильтрации теплового агента в направлении «монодисперсный слой – решетка». Контейнер герметизирован, перепад давления осуществлялся с помощью вакуум насоса.

Зависимости изменения температуры теплового агента во времени по высоте слоя цукатов приведены на рис. 2. Для обобщения экспериментальных данных необходимо представить зависимость результатов (рис. 2) в безразмерной форме $\theta = f(\mathrm{Fo})$.

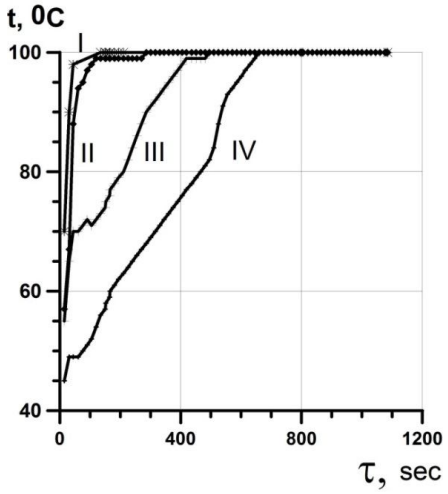


Рис. 2. Изменение температуры теплового агента во времени по высоте слоя цукатов: I – 10 мм, II – 40 мм, III – 70 мм, IV – 100 мм

Рассмотрим физическую суть процесса фильтрационной сушки, при котором влажный дисперсный слой поступает на сушку с той же самой температурой, что и тепловой агент. В начальный момент времени тепловой агент имеет ту же температуру, что и горячий слой цукатов температурой T ($t = T$ при $\tau = 0$). В процессе сушки, в начальный момент тепловой агент начинает насыщаться влагой, в результате чего температура падает до температуры мокрого термометра. В следующий момент времени температура теплового агента в слое начинает возрастать, как за счет меньшего насыщения, так и за счет постоянного источника теплоты – горячего сухого слоя цукатов. Процесс сушки протекает до момента выравнивания температур теплового агента и горячего сухого слоя цукатов. Как видно с рис. 2, фильтрационная сушка носит зональный характер. Верхние слои за меньший промежуток времени достигают температуры теплового агента, и участия в массообмене после этого не принимают [3–5]. В процессе теплообмена верхние слои продолжают принимать участие и являются источником теплоты с постоянной мощностью q_V (горячий слой сухих цукатов). Исходя из такого механизма, безразмерная температура θ для верхних слоев будет рассчитываться согласно зависимости $\theta_{\mathrm{I_II}} = \dfrac{t - t_{м.т.}}{T - t_{м.т.}}$, а для нижних слоёв – $\theta_{\mathrm{III_IV}} = \dfrac{t - t_{м.т.}}{T - t_{м.т.}} - \dfrac{t - t_{м.т.}}{q_V H^2 / (2\lambda)}$. Также введём понятие безразмерных высот (ω): $\omega_{\mathrm{I}} = \dfrac{h_{\mathrm{I}}}{H}$; $\omega_{\mathrm{II}} = \dfrac{h_{\mathrm{II}}}{H}$; $\omega_{\mathrm{III}} = \dfrac{h_{\mathrm{III}}}{H}$; $\omega_{\mathrm{IV}} = \dfrac{h_{\mathrm{IV}}}{H}$.

Для математического описания поля температур в слое дисперсного материала воспользуемся методом, который называется методом преобразования изображений процессов [6]. В основе этого метода лежит математическое описание слоя небольшой длины экспоненциальной зависимостью.

Выбираем ω_I для функции $\Theta_I(\mathrm{Fo})$ наименьшим, чтобы функцию можно было представить экспоненциальной зависимостью, как для «короткого» слоя.

Также экспоненциальной зависимостью «короткого» слоя, согласно экспериментальным данным (рис. 2) обобщается ω_{II}, следовательно:

$$\Theta_{\mathrm{I_II}}(\mathrm{Fo}) = 1 - e^{-\mathrm{Fo}}. \quad (1)$$

Переход ко второй длине осуществляется в соответствии с теоремами преобразования [6]. Например, при удвоении длины ω_{II} экспоненциальная зависимость будет иметь вид

$$\Theta_{\mathrm{III_IV}}(\mathrm{Fo}) = (1 - e^{-\mathrm{Fo}})(1 + \mathrm{Fo}). \quad (2)$$

Согласно экспериментальным данным (рис. 2), уравнением (2) описываются слои ω_{III} и ω_{IV}. На рис. 3 показаны результаты расчётов безразмерной температуры по высоте слоя. Точками показаны экспериментальные данные. По рис. 3 видно адекватность расчетной модели, погрешность между экспериментальными и теоретическими данными не превышает 7%.

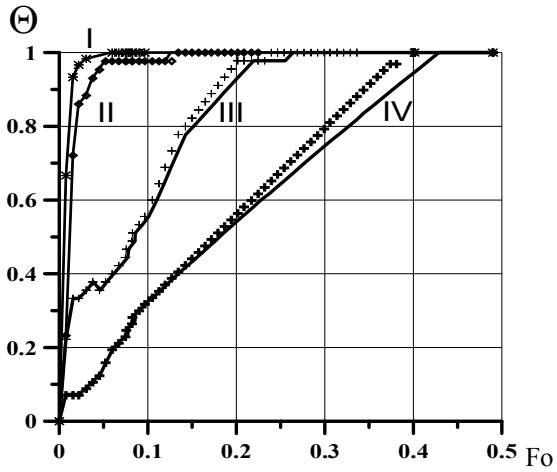


Рис. 3. Сопоставление экспериментальных данных и данных, рассчитанных по формуле (1) (кривые I, II) и по формуле (2) (кривые III, IV)

Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных результатов позволяет определить распределения температур по высоте монодисперсного слоя, воспользовавшись различными соотношениями ω.

Авторы благодарят корпорацию ROSHEN за финансовую поддержку при публикации тезисов доклада и участие в XVI Минском международном форуме по тепло- и массообмену.

Обозначения

T – температура слоя цукатов, °С; t – температура теплового агента, °С; $t_{м.т}$ – температура мокрого термометра, °С; Fo – критерий Фурье; H – высота слоя цукатов, м; h_I – высота «короткого» слоя (0,03 м); h_{II}, h_{III}, h_{IV} – две, три, четыре высоты короткого слоя соответственно, м; q_V – удельная тепловая мощность сухого слоя цукатов, Вт/м^3; λ – коэффициент теплопроводности цукатов, Вт/(м·К).

Литература

1. Tsurkan, O., Gerasimov, O., Polyevoda, Y., Tverdokhlib, I., Rimar, T., Stanislavchuk, O. Kinetic features of vibrating and filtration dewatering of fresh-peeled pumpkin seeds // INMATEH Agricultural Engineering. 2017. Vol. 52, No. 2. P. 69–76.

2. Гузьова І. О., Атаманюк В. М., Микичак Б. М., Зейналієва Ю. Г. Дослідження змін температурних режимів процесу сушіння у виробництві цукатів з гарбуза // Наукові праці ОНАХТ. 2015. Т. 2, Вип. 47. С. 46–51.

3. Атаманюк В. М., Гумницький Я. М. Наукові основи фільтраційного сушіння дисперсних матеріалів. Львів: Виавництво Львівської політехніки, 2013. – 276 с.

4. Atamanyuk V., Huzova I., Gnativ Z. Intensification of drying process during activated carbon regeneration // Chemistry & Chemical Technology. 2018. Vol. 12, № 2. P. 263–271.

5. Kindzera D. P., Atamanyuk V. M., Hosovkyi R. R. Hydrodynamics of the heat agent flow through stationary layers of the wet and dry peat // Technology and Application of Substances. Vol. 1, No. 1. P. 122–126.

6. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.

УДК 536.24

ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА РАБОЧЕМ УЧАСТКЕ, ОХЛАЖДАЕМОМ ДИСПЕРГИРОВАННЫМ ПОТОКОМ

А. В. Дедов, А. С. Демидов, А. В. Захаренков, А. Т. Комов, И. А. Тупотилов, В. Д. Локтионов

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

При создании экспериментальных термоядерных энергетических систем ближайшего будущего, таких как, термоядерный источник нейтронов, демонстрационный термоядерный реактор ДЕМО, а также международный термоядерный экспериментальный реактор ИТЭР, кроме проблем, связанных непосредственно со стационарным длительным удержанием плазмы, возникает ряд технологических трудностей, которые в настоящее время еще не решены или требуют дополнительных исследований.

Одной из таких проблем является обеспечение надежной тепловой защиты элементов конструкции термоядерного реактора, таких как дивертор, лимитер, бланкет и других систем, контактирующих с плазмой и потоками высокоэнергетических частиц.

Подход к использованию жидких металлов, в первую очередь лития, в совокупности с капиллярно-пористыми структурами (КПС) разрабатывается уже длительное время, и эта идея показала свой высокий потенциал, а также широкие перспективы развития этого направления. Но реализация данной идеи требует решения своих определенных научно-технических задач. Наиболее актуальной из них является разработка и обоснование новых высокоэффективных методов охлаждения внутрикамерных элементов термоядерных реакторов [1–3].

Одним из наиболее многообещающих способов охлаждения высокотемпературной поверхности является использование диспергированного двухкомпонентного потока теплоносителя. Получение дисперсной смеси капель обеспечивается за счет применения устройств, предназначенных для мелкого и, по возможности, равномерного распределения жидкости по

сечению струи. Данные устройства получили название «форсунок» и к настоящему моменту обрели огромное количество всевозможных видов и конструкций, различающихся как по принципу своей работы, так и по назначению. Метод струйного охлаждения уже успел зарекомендовать себя в энергетике, машиностроении, металлургии, но его применение не ограничивается только этими областями промышленности. Благодаря своей высокой эффективности и относительной простоте реализации он вполне может быть применим и для охлаждения отдельных конструктивных элементов современных термоядерных реакторов, подверженных мощным тепловым нагрузкам.

Описание экспериментального стенда. Для проведения экспериментальных исследований в НИУ “МЭИ” был создан экспериментальный стенд, состоящий из трех основных систем: нагрева, собранной на базе высокочастотного генератора ВЧ-60АВ, охлаждения, сбора и обработки информации построенной на оборудовании L-Card.

Для нагрева рабочего участка был выбран индукционный метод нагрева. Для продолжительной бесперебойной работы генератора ВЧ-60АВ, в том числе при больших мощностях, возникла необходимость создания контура охлаждения. На рис. 1 представлена схема охлаждения высокачастотного (ВЧ) генератора, основными элементами которой являются:

– бак с дистиллированной водой;

– узел охлаждения дистиллированной воды, выполненный в рамном исполнении;

– узел охлаждения ВЧ-генератора.

Использование рамного исполнения для охлаждения воды обусловлено мобильностью и многоцелевым использованием узла охлаждения.

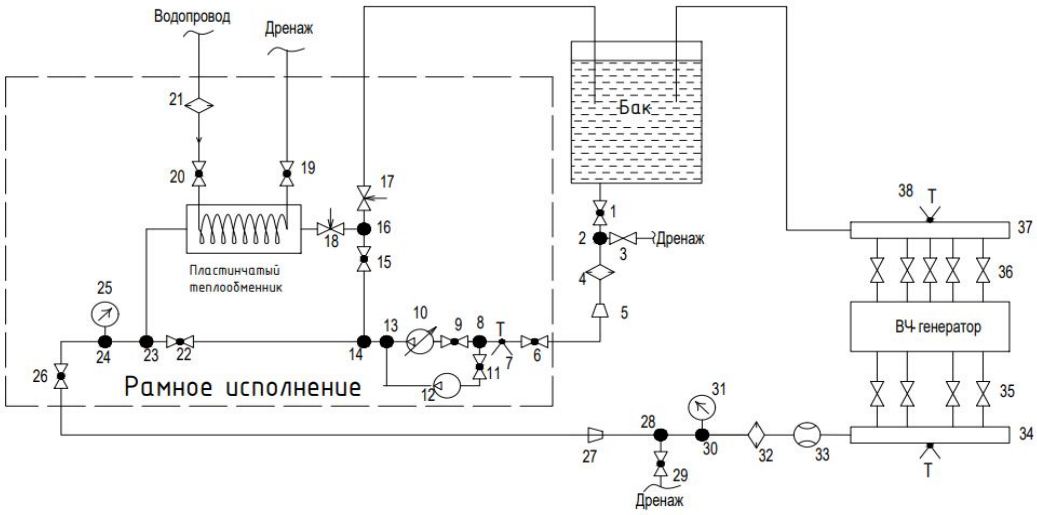


Рис. 1. Схема охлаждения ВЧ-генератора

Монтажная схема узла охлаждения представлена на рис. 2. Для очистки воды поступающей из раздаточного узла служит механический фильтр. Для контроля параметров потока (давление $p_в$ и расходом $G_в$ используются соответственно манометр и поплавковый расходомер. Через раздаточную гребенку 34, вода распределяется на охлаждение трансформаторного блока, блока управления и индуктор. Отработанная вода собирается при помощи гребенки 37 и далее собирается бак. Таким образом, контур охлаждения ВЧ-генератора является замкнутым.

На рис. 3 изображена принципиальная схема контура охлаждения рабочего участка 3. Максимальное давление, воды и газа, составляет $p_в = 5{,}0 \cdot 10^5$ Па и $p_г = 10{,}0 \cdot 10^5$ Па соответственно. Для контроля режимных параметров компонентов диспергированного потока используются датчики давления, поплавковые расходомеры и кабельные хромель-алюмелевые термопары.

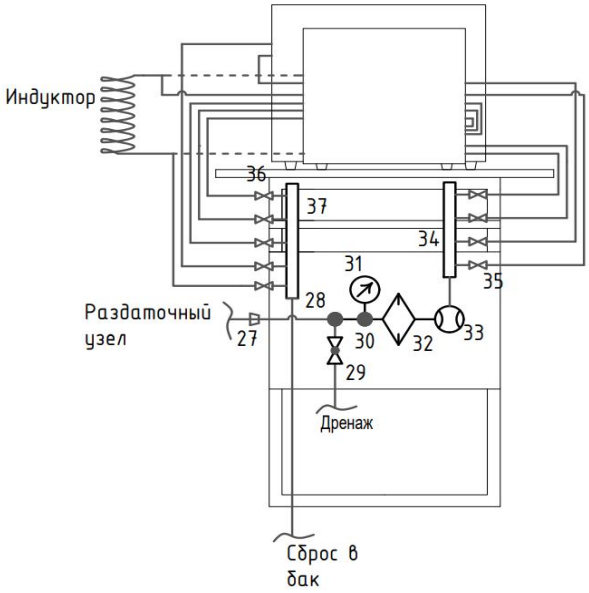


Рис. 2. Монтажная схема узла охлаждения

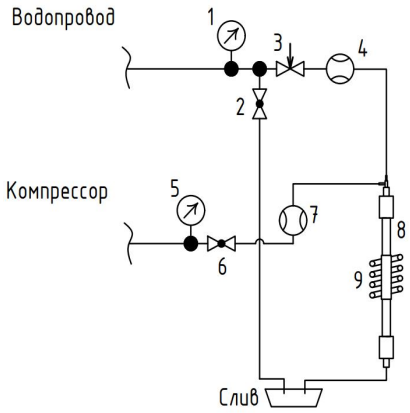


Рис. 3. Принципиальная схема контура охлаждения рабочего участка

Описание конструкции форсунки и рабочего участка. Принципиальная схема рабочего участка представлена на рис. 4. Рабочий участок электрически изолирован от креплений при помощи фторопластовых втулок и представляет собой трубку из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, внутренним диаметром 16 мм и внешним 24 толщиной стенки 4 мм. Длина рабочего участка 100 мм, на нем установлено 8 термопар для определения величины теплового потока и температуры стенок рабочего участка. Внутренние термопары изолированы от потока воды при помощи тонких пластин, выполненных из нержавеющей стали того же класса, что и рабочий участок толщиной 0,5 мм. Внешние термопары изолированы от воздействия индуктора при помощи керамической соломки. Расположение 4-й пары термопар обусловлено неравномерностью теплосъема, возникающей при некоторых режимных параметрах. Подводы рабочего участка также выполнены из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, с толщиной стенки 2 мм.

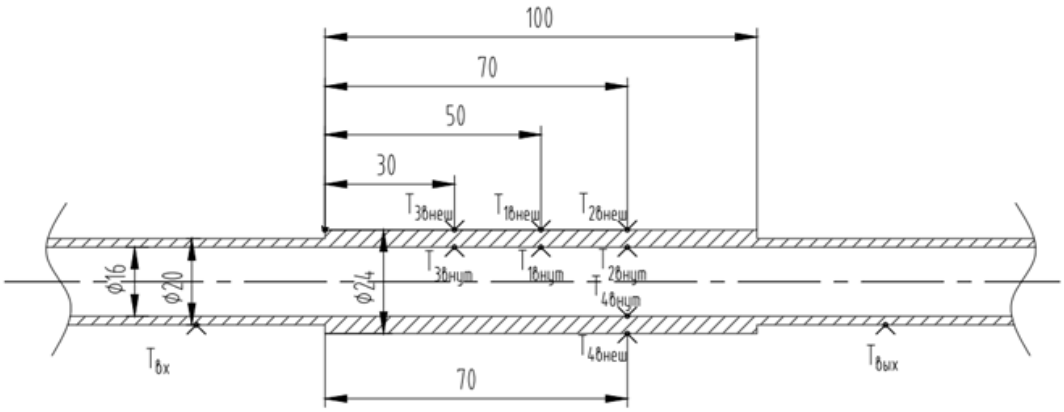


Рис. 4. Принципиальная схема рабочего участка

На рис. 5 показана схема сборочного чертежа узла, в котором происходит образование диспергированного потока. По каналу 1 происходит подача водопроводной воды, по каналу 2 – воздуха. Форсунка 4 закреплена в корпусе 3. Создание диспергированного потока происходит на выходе из форсунки, далее поток попадает в рабочий участок.

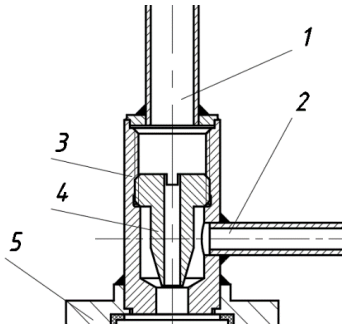


Рис. 5. Схема сборочного чертежа узла смешения

После сборки и подготовки экспериментальной установки были выполнены пусконаладочные работы, в ходе которых была проведена проверка работоспособности термопар и форсунки. Установленные на рабочем участке термопары подключались к системе сбора информации, построенной на оборудовании L-Card. В результате наладочных испытаний было проведено измерение следующих параметров: массовый расход компонентов диспергированной смеси, давление и температура на входе и выходе рабочего участка, электрическая мощность нагрева, температуры стенки по длине мишени.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (соглашение № 19-79-00271).

Литература

1. Кулаков М. В., Макаров Б. И. Измерение температуры поверхности твердых тел. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергия, 1979. – 96 с.

2. Михайлов В. Н., Евтихин В. А., Люблинский И. Е., Вертков А. В., Чуманов А. Н. Литий в термоядерной и космической энергетике XXI века. М.: Энергоатомиздат, 1999. – 528 с.

3. Lyublinski I. 2006 Problems of Atomic Science and Technology. Series Thermonuclear Fusion 3. P. 3–26.

УДК 536.24

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ СУШКЕ НЕТКАНЫХ ТЕКСТИЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ

О. Р. Дорняк[1], М. К. Кошелева[2]

[1]ФГБОУ ВО Воронежский государственный лесотехнический университет им. Г. Ф. Морозова, г. Воронеж, Россия
[2]ФГБОУ ВО Российский государственный университет им. А. Н. Косыгина (Технологии. Дизайн. Искусство), г. Москва, Россия

Нетканые текстильные материалы получают в цикле технологических операций, который включает подготовку волокон, создание волокнистого холста, скрепление волокон, отделку. Для скрепления волокон часто используется метод пропитки водными дисперсиями полимеров. Удаление растворителя осуществляется в сушильных камерах. Процесс сушки во многом определяет энергоэффективность технологии и качество получаемого материала [1]. Этот процесс является сложным, поскольку пористая структура холста заполнена гетерогенной трехфазной средой, содержащей воду, взвешенные в ней частицы полимера и парогазо-

вую смесь. Термическое воздействие, направленное на удаление влаги, может сопровождаться процессами миграции связующего и коагуляцией дисперсных частиц, которые нарушают однородность и прочность конечного продукта. Выбор режимов качественной сушки может быть осуществлен методом математического моделирования. В данной работе построена математическая модель тепло- и массопереноса для описания комплекса взаимосвязанных теплофизических явлений при термообработке волокнистого слоя, пропитанного концентрированной дисперсией полимера.

Математическая модель построена на основе механики многофазных систем [2] на примере процесса конвективной сушки холста из смеси волокон лавсана и вискозы. В качестве связующего выбран акронал 50Д (водная дисперсия бутилового эфира полиакриловой кислоты).

Для построения математической модели приняты допущения, сформулированные в [2]. Дополнительно считается, что микродеформации и микросмещения твердой фазы малы; твердая фаза практически несжимаема.

Уравнения переноса записаны для теплофизических переменных, усредненных по объемам V_1 – первой (газообразной) фазы, V_2 – второй (жидкой) фазы и V_3 – третьей (твердой) фазы. Для учета различия теплофизических свойств волокон твердой фазы введено дополнительное усреднение для волокон разного сорта: отдельно по объему волокон лавсана V_{3L} и вискозы V_{3V} ($V_{3L}+V_{3V}=V_3$). Для учета различного теплового и механического поведения дисперсной и дисперсионной среды в пропиточном растворе введено дополнительное усреднение: отдельно по объему летучего растворителя (воды) V_{2H} и дисперсных частиц (полимер) V_{2A} ($V_{2H}+V_{2A}=V_2$). Локальное значение теплофизической переменной U, усредненной по объему i-й фазы, определяется соотношением вида [2]

$$\langle U'\rangle_{V_i}=\frac{1}{dV_i}\int\limits_{dV_i}Ud'V\,.$$

В уравнениях, записанных ниже, знак усреднения (угловые скобки) по фазе и знак «'» (штрих) опущены: $U_i=\langle U'\rangle_{V_i}$.

<u>Газовая фаза</u> состоит из двух компонент – неконденсирующегося газа и водяного пара. Для описания ее теплового и механического поведения используются уравнения сохранения массы смеси и ее газовой компоненты, уравнения движения и сохранения энергии, а также уравнения состояния в предположении идеальности составляющих парогазовой смеси:

$$\left(\rho_1^o\alpha_1\right)_t+\nabla\cdot\left(\rho_1^o\alpha_1\vec{v}_1\right)=s_{1_2}j;\ \left(\rho_1^o\alpha_1k_{1g}\right)_t+\nabla\cdot\left(\rho_1^o\alpha_1k_{1g}\vec{v}_1\right)=\nabla\left(\rho_1^o\alpha_1D_1\nabla k_{1g}\right);\ \ k_{1v}=\frac{\rho_{1v}^o}{\rho_1^o};\quad k_{1g}=\frac{\rho_{1g}^o}{\rho_1^o};$$

$$\rho_1^o\alpha_1\left[\left(\vec{v}_1\right)_t+\left(\vec{v}_1\cdot\nabla\right)\vec{v}_1\right]=-\alpha_1\nabla p_1+\vec{R}_{13}+\vec{R}_{12};\quad \rho_i^\circ=\left\langle\rho_i'^\circ\right\rangle_i;\ \ \rho_1^o=\rho_{1v}^o+\rho_{1g}^o;$$

$$\vec{R}_{ij}=-\alpha_i\mu_i\left(\vec{v}_i-\vec{v}_j\right)/\left[K_{ij}\Phi_i\left(\theta_i\right)\right];\ \ i,j=1,2,3;\ \ \vec{R}_{ij}=-\vec{R}_{ji};$$

$$c_{p1}\rho_1^o\alpha_1\left[\left(T_1\right)_t+\left(\vec{v}_1\cdot\nabla\right)T_1\right]=\alpha_1B_1T_1\left[\left(\rho_1^o\right)_t+\left(\vec{v}_1\cdot\nabla\right)\rho_1^o\right]+\nabla\left(\alpha_1\lambda_1\nabla T_1\right)+$$

$$+c_{v1}s_{12}j(T_1\big|_{\Sigma1_2}-T_1)+Q_{2_1}+Q_{3L_1}+Q_{3V_1};\ \ B_1=k_{1v}B_{1v}+k_{1g}B_{1g};\ \ c_{p1}=k_{1v}c_{p1_v}+k_{1g}c_{p1_g};$$

$$Q_{\Sigma j_i}=s_{i_j}\alpha_{j_i}^h(T_i\big|_{\Sigma i_j}-T_i);\ \ i,j=1,2,3V,3L;\ \ p_{1g}=\rho_{1g}^oT_1B_{1g};\ \ p_{1v}=\rho_{1v}^oT_1B_{1v};\ \ p_1=\rho_1^oT_1B_1\,.$$

Для твердой фазы в исследуемом процессе можно изучать тепловое состояние в материале волокон каждого типа:

$$c_{3m}\rho^{o}_{3m}\alpha_{3m}\left(T_{3m}\right)_t = \nabla(\alpha_{3m}\lambda_{3m}\nabla T_{3m}) + Q_{\Sigma 1_3m} + Q_{\Sigma 2_3m} + Q_{\Sigma 3V_3m};\quad m=V,\ L;$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1;\quad \alpha_{3V} + \alpha_{3L} = \alpha_3.$$

Уравнения сохранения массы волокон определяются уравнением вида

$$\left(\rho^{o}_{3m}\alpha_{3m}\right)_t + \nabla\cdot\left(\rho^{o}_{3m}\alpha_{3m}\vec{v}_{3m}\right) = 0;\ m=V,\ L.$$

Полагая материал волокон практически несжимаемым ($\rho^{o}_{3} = \text{const}$), учитывая весьма малую скорость смещений третьей фазы, получаем, что в изучаемом процессе можно считать, что значения объемных концентраций твёрдой фазы постоянны $\alpha_{3L} = \text{const}$; $\alpha_{3V} = \text{const}$; $\alpha_3 = \text{const}$. Если необходим анализ напряженно-деформированного состояния твердой фазы, то следует использовать уравнения равновесия

$$\nabla^k\vec{\sigma}^k_3 + \vec{R}_{31} + \vec{R}_{32} = 0,$$

а также соотношения Коши и реологическое уравнение состояния, которое должно учитывать текущие текстурные характеристики капиллярно-пористой системы материала.

Жидкая фаза представляет собой концентрированную дисперсию полимера. Уравнения сохранения массы записываются для дисперсной фазы и для растворителя

$$\left(\rho^{o}_{2}\alpha_2\Psi_{2H}\right)_t + \nabla\cdot\left(\rho^{o}_{2}\alpha_2\Psi_{2H}\right) = \nabla\left(\rho^{o}_{2}\alpha_2 D_2\nabla\Psi_{2H}\right) - s_{1_2}j;$$

$$\left(\rho^{o}_{2}\alpha_2\Psi_{2A}\right)_t + \nabla\cdot\left(\rho^{o}_{2}\alpha_2\Psi_{2A}\right) = \nabla\left(\rho^{o}_{2}\alpha_2 D_2\nabla\Psi_{2A}\right);$$

Считается, что усредненные значения температуры и скорости для компонент связующего практически одинаковы:

$$\rho^{o}_{2}\alpha_2\left(\vec{v}_2\right)_t = -\alpha_2\nabla p_2 + \vec{R}_{21} + \vec{R}_{23};$$

$$c_{p2}\rho^{o}_{2}\alpha_2\left[\left(T_2\right)_t + \left(\vec{v}_2\cdot\nabla\right)T_2\right] = \nabla\left(\alpha_2\lambda_2\nabla T_2\right) - c_2 s_{1_2} j\left(T_2\big|_{\Sigma 1_2} - T_2\right) + Q_{\Sigma 1_2} + Q_{\Sigma 3L_2} + Q_{\Sigma 3V_2}.$$

На границе раздела жидкость–пар в общем случае следует учитывать неравновесность фазовых переходов. Кинетика неравновесных фазовых переходов описывается уравнением Герца–Кнудсена–Ленгмюра. Взаимосвязь между давлением и температурой вдоль линии насыщения определяется уравнением Антуана. Неравновесная схема фазовых переходов предполагает наличие скачка температур в граничном кнудсеновском слое пара. Величину скачка можно вычислить, следуя, например, [2]. Давление в жидкой фазе определяется по формуле Кельвина [3]

$$j = \frac{\kappa[p_{sat}(T_2\big|_{\Sigma 1_2}) - p_{1v}\big|_{\Sigma 1_2})]}{\sqrt{2\pi B_{1v}\,T_2\big|_{\Sigma 1_2}}};\quad p^{0}_{sat} = \exp\left(A_s - B_s/\left(T + C_s\right)\right);\quad p_2 = p^{0}_{sat} + \frac{RT_2}{\bar{v}}\ln a\ ;\quad a = \frac{p_{sat}}{p^{0}_{sat}}.$$

Параметр a – коэффициент активности, который должен отражать влияние на изменение давления насыщенного пара растворенного высокомолекулярного компонента, во-первых, а

также влияние капиллярных эффектов первого и второго рода, во-вторых. Коэффициент активности определен с помощью уравнения Флори–Хаггинса [4], в предположении преимущественного влияния первого фактора:

$$\ln a = \ln\Psi_{2H} + (1 - r^{-1})\Psi_{2A} + \chi_1\Psi_{2A}; \quad r = \overline{v}_{2A} / \overline{v}_{2H}.$$

Постановка задачи переноса жидкой фазы при сушке волокнистого холста, пропитанного связующим, может быть уточнена учетом тех механизмов переноса воды, которые зависят от формы ее связи с твердой фазой [5, 6]. В случае чистого растворителя гидродинамическое течение возможно только за счет капиллярных эффектов 1-го и 2-го рода, оно реализуется при концентрациях жидкой фазы, соответствующих наличию воды в граничных слоях. Присутствие в пропиточном растворе полимера включает дополнительный механизм диффузионного переноса при наличии неоднородного поля концентраций, возникающего при неоднородном распределении значений локальной интенсивности фазовых переходов.

Математическая модель включает уравнения сохранения на межфазных поверхностях.

Уравнение сохранения энергии в поверхностной Σ_{12} фазе без учета тепловой инерции Σ_{12} фазы и влияния искривленности межфазных поверхностей на ее температуру можно представить в виде [2]

$$s_{1_2} jL = \alpha^h_{1_2} s_{1_2}(T_1 - T_1\big|_{\Sigma 1_2}) + \alpha^h_{2_1} s_{1_2}(T_2 - T_2\big|_{\Sigma 1_2}).$$

Условия теплообмена на остальных поверхностях раздела фаз могут быть записаны в виде балансовых соотношений, которые используются для определения температуры межфазных поверхностей

$$s_{1_3m}\alpha^h_{3m_1}(T\big|_{\Sigma 1_3m} - T_{3m}) = -s_{1_3m}\alpha^h_{1_3m}(T\big|_{\Sigma 1_3m} - T_1); \quad m=V, L;$$

$$s_{2_3m}\alpha^h_{3m_2}(T\big|_{\Sigma 2_3m} - T_{3m}) = -s_{2_3m}\alpha^h_{2_3m}(T\big|_{\Sigma 2_3m} - T_2); \quad m=V, L.$$

Течение и тепломассоперенос сушильного агента в камере описывается уравнениями Навье–Стокса, неразрывности теплопроводности и диффузии газовой компоненты:

$$\rho_1^o\left[\vec{v}_{1\,t} + (\vec{v}_1 \cdot \nabla)\vec{v}_1\right] = -\nabla p_1 + 2div(\mu_1\varepsilon_1); \quad \nabla \cdot \vec{v}_1 = 0;$$

$$c_{p1}\rho_1^o\left[T_{1\,t} + (\vec{v}_1 \cdot \nabla)T\right] = \lambda_1 \Delta T_1; \quad k_{1g\,t} + (\vec{v}_1 \cdot \nabla)k_{1g} = D_1 \Delta k_{1g}.$$

Математическая модель дополняется начальными и граничными условиями. Начальные условия для всех зависимых переменных – константы или произвольные функции координат. Для параметров сушильного агента на торцевых и боковых стенках камеры ставятся условия:

$$\vec{v}_1 = \vec{v}_{1\infty},\ T_1 = T_{1\infty},\ p_1 = p_{1\infty},\ k_{1g} = k_{1g\infty}.$$

Краевые условия для нетканого материала, обдуваемого потоком сушильного агента включают очевидные условия симметрии при наличии плоскости симметрии у холста и условия на границе сушильный агент-холст (Γ_{tex}).

$$\vec{v}_1\big|_{x\in\Gamma_{tex}-0} = \vec{v}_1\big|_{x\in\Gamma_{tex}+0};\ T_1\big|_{x\in\Gamma_{tex}-0} = T_1\big|_{x\in\Gamma_{tex}+0};\ \ k_{1g}\big|_{x\in\Gamma_{tex}-0} = k_{1g}\big|_{x\in\Gamma_{tex}+0};\ \alpha_2\big|_{x\in\Gamma_{tex}-0} = \alpha_{2_{eq}};$$

$$\frac{D_2\rho_2^0}{1-\Psi_{2H}}\frac{\partial\Psi_{2H}}{\partial n}\bigg|_{x\in\Gamma_{tex}-0} = -\,j\big|_{x\in\Gamma_{tex}-0};\quad \lambda_2\left(\frac{\partial T_2}{\partial n}\right)_{x\in\Gamma_{tex}-0} - \lambda_1\left(\frac{\partial T_1}{\partial n}\right)_{x\in\Gamma_{tex}-0} = \left[j(c_{v1}T_1 - c_{v2}T_2)\right]\big|_{x\in\Gamma_{tex}-0};$$

$$-\lambda_{3m}\left(\frac{\partial T_{3m}}{\partial n}\right)_{x\in\Gamma_{tex}-0} = \alpha^h_{1_3m}\left(T_{3L}\big|_{x\in\Gamma_{tex}-0} - T_1\big|_{x\in\Gamma_{tex}-0}\right),\quad m = 3L,3V;\quad p_1\big|_{x\in\Gamma_{tex}-0} = p_1\big|_{x\in\Gamma_{tex}+0}.$$

На основе механики гетерофазных систем сформулирована нестационарная сопряженная математическая модель процессов тепло- и массопереноса в волокнистом холсте, пропитанном концентрированным раствором полимера. Модель позволяет исследовать динамику связующего, распределение полей объемной концентрации воды и пара, а также температуры жидкой, твердой и газообразной фазы для выбранного режима конвективной сушки.

Обозначения:

B – индивидуальная газовая постоянная, Дж/(кг·К); *c* – теплоемкость, Дж/(кг·К); *D* – коэффициент бинарной диффузии, м^2/с; *j* – поток массы пара, обусловленный фазовыми переходами, отнесенный к единице времени и единице площади, кг/(м^2·с); K_{ij} – коэффициент проницаемости j-й фазы при полном насыщении пористой системы *i*-й фазой, м; *k* – массовая концентрация; *L* – удельная теплота фазовых переходов, Дж/кг; *n* – нормаль; *p* – давление, Па; *R* – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); *T* – температура, К; *t* – время, с; *V* – объем, м^3; *v* – скорость, м/с; s_{i_j} – удельная поверхность раздела фаз *i* и *j*, м$^{-1}$; $\bar{v}$ – молярный объем; α – объемное содержание фазы; *x* – точка пространства; $\alpha^h_{i_j}$ – коэффициент теплоотдачи между фазами *i* и *j*, Вт/(м^2·К); σ – тензор напряжений, Па; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); ρ – плотность, кг/м^3; Ф – относительная фазовая проницаемость; κ – коэффициент аккомодации; Ψ_{2H}, Ψ_{2A} – объемная концентрация растворителя и полимера в пропиточном растворе; χ_1 – параметр Флори–Хаггинса. Нижние индексы: 1, 2, 3 – газообразная, жидкая и твердая фазы; g – газовая компонента; v – пар; sat – состояние насыщения; H – вода; A – акронал; L – лавсан; V – вискоза; eq – равновесное значение; Σ_{i_j} – границы раздела фаз *i* и *j*. Верхние индексы: $^\circ$ – истинное значение физической величины.

Литература

1. Кошелева М. К., Рудобашта С. П. Особенности процесса сушки нетканых текстильных материалов // Актуальные проблемы сушки и термовлажностной обработки материалов в различных отраслях промышленности и агропромышленном комплексе: сб. науч. ст. первых междунар. Лыковских науч. чтений. Курск: РГАУ-МСХА имени К. А. Тимирязева, ЗАО «Университетская книга», 2015. С. 205–209.

2. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.

3. Гринчик Н. Н., Акулич П. В., Куц П. С., Павлюкевич Н. В., Терехов В. И. К проблеме неизотермического массопереноса в пористых средах // ИФЖ. 2003. Т. 76, № 6. С. 129–141.

4. Левицкий С. П., Шульман З. П. Динамика и тепломассообмен пузырьков в полимерных жидкостях. Минск: Навука і тэхніка, 1990.

5. Дорняк О. Р. Тепломассоперенос в ненасыщенных коллоидных капиллярно-пористых анизотропных материалах: автореф. дис. ... д-ра техн. наук. Воронеж, 2007.

6. Дорняк О. Р., Кошелева М. К. Математическая модель сушки тканых материалов // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 2016. С. 120–125.

УДК 66.021.4:536.255

ОЦЕНКА ДОЛИ ФАЗОВЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ ТЕПЛОПЕРЕНОСУ В ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМАХ ПРИ НАЛИЧИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

А. С. Жданов[1], А. Г. Муравьёв[1,2], В. Н. Дунин[1]

[1]Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, г. Великий Новгород, Россия, Alexandr.Muravev@yandex.ru
[2]АО «НПО «Квант», г. Великий Новгород, Россия

При тепломассообмене через межфазную поверхность процессы переноса по обе ее стороны чаще всего происходят с различной интенсивностью. При этом важно оценить долю сопротивлений тепло- и массопереносу в каждой из фаз, так как это может позволить упростить математическую модель переноса с той стороны поверхности, где сопротивление переносу меньше, без значительного уменьшения точности результатов решения рассматриваемой задачи, а, в крайнем случае, даже пренебречь переносом в этой фазе. Кроме этого, зная соотношение сопротивлений тепло- и массопереносу в фазах, можно определить те параметры, которые будут существеннее влиять на интенсивность протекания данных процессов, что позволит выбрать оптимальную систему управления этими процессами.

Иногда эти оценки сделать достаточно просто. Так, если массо- и теплоперенос по обе стороны от межфазной поверхности описываются с помощью соответствующих постоянных коэффициентов массо- и теплоотдачи, то их отношение позволяет оценить соотношения фазовых сопротивлений для указанных процессов переноса. Однако для дисперсных систем при больших числах Пекле такая оценка будет справедлива только на самой начальной стадии процесса, когда в ядре включения дисперсной фазы (далее будем называть его частицей) температура и концентрация целевого компонента незначительно отличаются от их начальной величины [1]. Эта стадия процесса, как правило, быстротечна и не вносит существенный вклад в результаты процесса.

В хорошо известной задаче нестационарной теплопроводности шара с граничными условиями третьего рода в качестве параметра, характеризующего соотношение фазовых сопротивлений, используется число Био. В этом случае число Био в качестве критерия соотношения фазовых сопротивлений теплопереносу имеет конкретный физический смысл, так как, по сути, состоит из отношения величин, характеризующих внешнее и внутреннее сопротивление этому процессу.

Более сложная ситуация возникает при исследовании теплообмена в дисперсных системах, когда внутри частицы доминируют конвективные механизмы переноса. При этом интенсивность рассматриваемых процессов определяется уже несколькими параметрами, например, числом Рейнольдса и числом Пекле. В таком случае имеет смысл для характеристики доли фазовых сопротивлений теплопереносу выбрать универсальный параметр, который не будет зависеть непосредственно от механизма переноса тепла внутри и вне частицы. Например, использовать величину, равную отношению соответствующей движущей силы в рассматриваемой фазе к общей движущей силе процесса. Эта величина удобна и тем, что в отличие, например, от числа Био, непосредственно показывает численное значение доли сопротивления теплопереносу в рассматриваемой фазе. Однако при этом возникает трудность, связанная с тем, что необходимо определиться, в какой точке выбирать значение температуры внутри частицы дисперсной фазы. В частности, в одних моделях теплопереноса экстремальное значение температуры находится в центре частицы, в других, например, внутри вихря Хилла [2], изотерма экстремального значения температуры в последнем случае пред-

ставляет собой окружность. Поэтому, чтобы определяемый параметр был более универсальным, в качестве движущей силы процесса теплопереноса внутри частицы может быть взята разность между средней по объему частицы температурой и значением температуры на межфазной поверхности.

Введем функции $\psi'_{\mathrm{d}} = (T_{\mathrm{d}} - T_{\mathrm{f}})/(T_{\mathrm{d}} - T_{\mathrm{c}\infty})$, $\psi'_{\mathrm{c}} = (T_{\mathrm{f}} - T_{\mathrm{c}\infty})/(T_{\mathrm{d}} - T_{\mathrm{c}\infty})$, которые назовем долями сопротивления теплопереносу со стороны дисперсной и сплошной фаз соответственно. Очевидно, что $\psi'_{\mathrm{c}} = 1 - \psi'_{\mathrm{d}}$, поэтому далее будем рассматривать только величину ψ'_{d}. В данной работе находится и анализируется зависимость этой величины от параметров процесса для случаев отсутствия и наличия на поверхности частицы фазового перехода с тепловым эффектом.

Определим среднюю температуру внутри частицы и температуру на межфазной поверхности в безразмерном виде как $\Phi_{\mathrm{d}} = (T_{\mathrm{d}0} - T_{\mathrm{d}})/(T_{\mathrm{d}0} - T_{\mathrm{c}\infty})$ и $\Phi_{\mathrm{f}} = (T_{\mathrm{d}0} - T_{\mathrm{f}})/(T_{\mathrm{d}0} - T_{\mathrm{c}\infty})$, тогда $\psi'_{\mathrm{d}} = (\Phi_{\mathrm{f}} - \Phi_{\mathrm{d}})/(1 - \Phi_{\mathrm{d}})$.

Связь между величинами Φ_{f} и Φ_{d} можно найти из теплового баланса на частице. Когда внутри частицы и на межфазной поверхности не происходит ни выделения, ни поглощения тепла, то изменение средней по объему частицы температуры в единицу времени определяется тепловым потоком, пересекающим эту поверхность. Если при моделировании теплообмена на частице дисперсной фазы рассматривать внутреннюю задачу с граничными условиями третьего рода, то данное соотношение можно в безразмерном виде представить как

$$\Phi_{\mathrm{f}} = 1 - \gamma' \frac{d\Phi_{\mathrm{d}}}{d\tau}, \qquad \gamma' = \lambda_{\mathrm{d}}/(3\alpha_{\mathrm{c}} R). \tag{1}$$

В работе [3] разработан метод, позволяющий по известному решению внутренней задачи теплопереноса с граничными условиями первого рода, при котором среднюю по объему частицы температуру можно представить в безразмерном виде следующим образом

$$\Phi_{\mathrm{dn}} = 1 - \sum_{i=1}^{\infty} A_i \exp(-\mu_i \tau), \tag{2}$$

где A_i и μ_i – соответствующие константы, найти решение аналогичной задачи с граничными условиями третьего рода. При этом функцию Φ_{d} тоже можно представить в виде суммы экспонент

$$\Phi_{\mathrm{d}} = 1 - \sum_{i=1}^{\infty} E_i \exp(-\sigma_i \tau), \tag{3}$$

где E_i, σ_i – постоянные коэффициенты, определяемые в процессе решения.

В работе [4] для случая массообмена было показано, что с учетом соотношений (1) и (3) величину ψ'_{d} можно представить в виде

$$\psi'_{\mathrm{d}} = 1 - \gamma' \left(\sum_{i=1}^{\infty} E_i \sigma_i \exp(-\sigma_i \tau) \right) \Big/ \left(\sum_{i=1}^{\infty} E_i \exp(-\sigma_i \tau) \right). \tag{4}$$

Таким образом, величина ψ'_{d} зависит от модели переноса внутри частицы, от параметра γ', который можно выразить через число Био, и от безразмерного времени τ. Однако в регулярном режиме (обозначим при этом ψ'_{d} как ψ'_{dr}), когда в суммах, стоящих в выражении (4), можно ограничиться только первыми слагаемыми, будет выполняться соотношение

$$\psi'_{\mathrm{dr}} = 1 - \gamma'\sigma_1, \tag{5}$$

которое от τ не зависит.

Теперь перейдём к вопросу оценки доли фазовых сопротивлений теплопереносу при наличии на межфазной поверхности фазового перехода, сопровождаемого тепловым эффектом. В качестве примера используется моделирование тепломассообмена на капле жидкости, движущейся в парогазовой среде, когда перенос тепла и массы в сплошной фазе описывается с помощью осредненных по поверхности капли коэффициентов теплоотдачи α_{c} и массоотдачи β_{c} [5]. Предполагается, что равновесную зависимость мольной концентрации пара от температуры в рассматриваемом интервале температур можно описать линейной зависимостью с коэффициентом пропорциональности η таким образом $c_{\mathrm{cf}} - c_{\mathrm{c}\infty} = \eta(T_{\mathrm{f}} - T_{\mathrm{c}\infty}) + (c^*_{\mathrm{c}\infty} - c_{\mathrm{c}\infty})$.

Предположим, как ранее, что известно решение внутренней задачи теплопереноса с граничными условиями первого рода Φ_{dn}, при котором среднюю по объему капли температуру можно представить в безразмерном виде как сумму экспонент (2). Используя описанный ранее метод [3] для решения рассматриваемой задачи теплопередачи на капле при наличии массопереноса [5], результат можно представить в виде

$$\Phi_{\mathrm{d}} = (1+\theta)\left(1 - \sum_{i=1}^{\infty} B_i \exp(-\omega_i \tau)\right), \tag{6}$$

$$\Phi_{\mathrm{f}} = (1+\theta) - \gamma\frac{d\Phi_{\mathrm{d}}}{d\tau} = (1+\theta) - \gamma(1+\theta)\left(\sum_{i=1}^{\infty} B_i\omega_i \exp(-\omega_i \tau)\right), \tag{7}$$

где B_i, ω_i – постоянные коэффициенты, определяемые в процессе решения, $\theta = \dfrac{\beta_{\mathrm{c}} r}{(\alpha_{\mathrm{c}} + \beta_{\mathrm{c}} r\eta)} \dfrac{c^*_{\mathrm{c}\infty} - c_{\mathrm{c}\infty}}{T_{\mathrm{d}0} - T_{\mathrm{c}\infty}}$, $\gamma = \dfrac{\lambda_{\mathrm{d}}}{3R(\alpha_{\mathrm{c}} + \beta_{\mathrm{c}} r\eta)}$.

Нужно отметить известный факт, что в адиабатных условиях влияние процесса массообмена, сопровождающегося выделением или поглощением тепла на межфазной поверхности, на процесс межфазного теплопереноса приводит к тому, что при увеличении времени температура капли будет стремиться не к значению температуры сплошной среды $T_{\mathrm{c}\infty}$, а к некоторому другому значению T_{cm}, которое называют температурой мокрого термометра. В безразмерном виде эту температуру можно представить следующим образом $\Phi_{\mathrm{cm}} = (T_{\mathrm{d}0} - T_{\mathrm{cm}})/(T_{\mathrm{d}0} - T_{\mathrm{c}\infty})$.

Анализ выражения (6) показывает, что $\Phi_{\mathrm{cm}} = 1 + \theta$. Таким образом, при выборе параметра, который характеризует долю фазовых сопротивлений теплопереносу в данном случае, в качестве движущей силы в сплошной фазе представляется удобным взять величину $T_{\mathrm{f}} - T_{\mathrm{cm}}$. Тогда доля сопротивления теплопереносу в дисперсной фазе будет характеризоваться величиной

$$\psi_{\mathrm{d}} = \frac{T_{\mathrm{d}} - T_{\mathrm{f}}}{T_{\mathrm{d}} - T_{\mathrm{cm}}} \text{ или } \psi_{\mathrm{d}} = \frac{\Phi_{\mathrm{f}} - \Phi_{\mathrm{d}}}{\Phi_{\mathrm{cm}} - \Phi_{\mathrm{d}}}. \tag{8}$$

Воспользовавшись выражениями (6)–(8), получим

$$\psi_{\mathrm{d}} = 1 - \gamma\left(\sum_{i=1}^{\infty} B_i\omega_i \exp(-\omega_i \tau)\right)\Big/\left(\sum_{i=1}^{\infty} B_i \exp(-\omega_i \tau)\right). \tag{9}$$

Данное выражение имеет такой же вид, что и выражение (4). Хотя константы, входящие в него, зависят уже от параметров массопереноса и удельной теплоты парообразования, но их количество по сравнению со случаем отсутствия массопереноса не увеличилось. Аналогично и для регулярного режима (если обозначить при этом ψ_d как ψ_{dr}), оставляя в формуле (9) только первые слагаемые сумм, получим выражение

$$\psi_{dr} = 1 - \gamma\omega_1, \tag{10}$$

которое так же, как выражение (5), не зависит от времени.

По мере развития процесса теплообмена между каплей и окружающей средой доля сопротивления теплопереносу в дисперсной фазе растет и при развитии регулярного режима выходит на фиксированное значение, определяемое выражением (10).

Расчёты показывают, что при обычных условиях, например, в оросительных камерах, доля сопротивления теплопереносу в дисперсной фазе не превышает 10%, поэтому этим сопротивлением можно пренебречь или использовать упрощённые модели теплопереноса внутри частицы. Однако при моделировании тепломассообмена на каплях при условиях, близких к тем, которые имеют место, например, в дизельных двигателях, доля сопротивления теплопереносу в дисперсной фазе в регулярном режиме уже превышает 20%. В этом случае внутренним сопротивлением теплопереносу пренебрегать не стоит.

Обозначения

a – коэффициент температуропроводности, м^2/с; c – мольная концентрация пара в сплошной фазе, моль/м^3; $c^*_{c\infty}$ – мольная концентрация пара, находящегося в насыщенном состоянии относительно температуры $T_{c\infty}$, моль/м^3; r – удельная мольная теплота парообразования, Дж/моль; R – радиус частицы, м; t – размерное время, с; T – температура, К; T_d – средняя по объёму частицы температура, К; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2 К); β – коэффициент массоотдачи, м/с; $\tau = a_d t/R^2$ – безразмерное время (число Фурье); индексы: 0 – начальные параметры; c – сплошная фаза; d – дисперсная фаза; f – поверхность; ∞ – в глубине сплошной фазы.

Литература

1. Полянин А. Д. Качественные особенности внутренних задач нестационарного конвективного массо- и теплообмена при больших числах Пекле // ТОХТ. 1984. Т. 18, № 3. С. 284–296.

2. Kronig R., Brink J.C. On the theory of extraction from falling droplets // Appl. Sci. Res. 1950. Vol. A2, No 2. P. 142–148.

3. Муравьёв А. Г., Протодьяконов И. О., Размолодин Л. П. и др. Аналитическое решение задачи массообмена между движущимся пузырьком пара (каплей) и сплошной средой // ЖПХ. 1985. Т. 58, № 8. С. 1799–1803.

4. Муравьёв А. Г. Оценка доли сопротивлений массопереносу внутри и вне частицы дисперсной фазы // Сб. тр. XVIII междунар. науч. конф. «Математические методы в технике и технологиях». Казанский гос. технол. ун-т. Казань, 2005.Т. 1. С. 112–115.

5. Муравьёв А. Г. Математическая модель охлаждения капли однокомпонентной жидкости потоком газа // Вестн. НовГУ. 1999. № 13. С. 21–24.

УДК 536.246.2

ТЕРМОХИМИЧЕСКАЯ КОНВЕРСИЯ ОРГАНИЧЕСКИХ ОТХОДОВ В ТОПЛИВО

Г. И. Журавский[1], В. А. Криворот[2], М. И. Нитиевский[2], П. А. Петренко[2]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]Общество с ограниченной ответственностью "МОДУМ-ТЕХНО", г.Минск, Республика Беларусь

В настоящее время в мире ведется интенсивная разработка новых технологий и оборудования для получения энергии из альтернативных источников. Одним из потенциальных источников энергоресурсов являются органические отходы (древесные и бытовые отходы, нефтяные шламы, резинотехнические и полимерные отходы). Поэтому разработка и выпуск образцов техники, позволяющих с целью производства сырьевых и топливных ресурсов вовлекать в оборотворганические отходы является весьма актуальной проблемой. Как показал анализ проблемы, существующие в настоящее время технологии переработки органических отходов с целью получения топлив и тепловой энергии, значительно устарели и не отвечают современным требованиям по экологическим, экономическим и техническим показателям.

Одним из перспективных направлений создания эффективных технологий и оборудования для переработки отходов представляется термохимическая конверсия, включающая предварительный термолиз и последующую газификацию отходов с использованием произведенных газов для получения тепловой и электрической энергии [1–5].

Разработанный нами комплект оборудования в качестве топлива использует смесь отходов древесины (обрезки, щепа) с чипсами из изношенных шин и тяжелыми нефтяными остатками. Смесь отходов может содержать различные количества указанных составляющих. Для примера рассмотрим смесь следующего состава: отходы древесины – 50%; чипсы из изношенных шин – 25%, тяжелые нефтяные остатки – 25%, удельная теплота сгорания которой составляет 30 000 кДж/кг. При термохимической конверсии 1 кг такой смеси в энергию газа будет превращено 20 000 кДж/кг. Использование полученного газа в ДВС с электрическим генератором обеспечивает получение электрической (до 30% от энергии газа) и тепловой (до 60%) энергии.

Уникальность оборудования состоит в возможности использования горючей части отходов с очень широким спектром состава вследствие проведения процесса термолиза в определенном диапазоне температур (в отличие от прямого сжигания) в изотермических условиях, направляющих процесс неравновесного термолиза в нужном направлении для выработки качественного синтез-газа с предотвращением условий образования таких токсичных соединений, как диоксины и бензопирены.

Применение в конструкции оборудования новых технических решений обеспечивает получение из широкого спектра отходов газа с теплотой сгорания не менее 6,3 МДж/м^3 и жаропроизводительностью до 2000 °С (у природного газа жаропроизводительность достигает 2050 °С). По удельному расходу топлива разработка соответствует лучшим мировым образцам техники.

Одной из возможностей является получение газа из органических отходов и использование его для производства тепла мобильными автономными установками, роль которых в развитии локального энергообеспечения предприятий и индивидуальных потребителей в ближайшие годы будет возрастать.

Научно-технический уровень созданного оборудования определяется такими главными показателями как универсальность, высокий КПД, калорийность вырабатываемого газа, удельный расход топлива, себестоимость.

Опытный образец оборудования для термохимической конверсии широкого спектра органических отходов введен в эксплуатацию в 2019 г. в Минском районе и используется для получения электрической энергии.

Литература

1. Малышевский А. Ф. Обоснование выбора оптимального способа обзевреживания твердых бытовых отходов // Минприроды и экологии Российской Федерации. М., 2012. – 47 с.

2. Мохамед Мусбах Табиб, Али М. Элмансури, Журавский Г. И., Мартинов О. Г. Термическая утилизация твердых бытовых отходов // Энергетика и ТЭК. 2014. № 2 (131). С. 20–23.

3. Аристархов Д. В., Егоров Н. Н., Журавский Г. И. Паровой термолиз органических отходов. Минск, 2001. – 135 с.

4. Аристархов Д. В., Журавский Г. И. Технологии и оборудование для переработки резинотехнических отходов. LAPLAMBERTAcademicPublishingGmbH&Co.KG, Germany, 2012. – 124 с.

5. Журавский Г. И. Топливо из отходов // Наука и инновации. 2012. № 9. С. 10–13.

УДК 666.9-127

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ, ТВЕРДЕНИЯ И СУШКИ БЕТОНА В НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕМПЕРАТУРНОМ ПОЛЕ

А. В. Заболотский, М. Ю. Турчин, В. Т. Хадыев, А. О. Мигашкин

ООО «Группа «Магнезит», г. Сатка, Россия

Применение водозатворяемых материалов в высокотемпературном оборудовании, например, огнеупорных бетонных футеровок в металлургии, требует удаления воды перед началом эксплуатации оборудования в целях безопасности. В противном случае быстро испаряющаяся вода внутри материала может привести к взрывному разрушению конструкции и травмированию персонала.

В условиях реального производства, как правило, требуется высушивать массивные бетонные конструкции уже установленные в агрегаты, таким образом, что нагрев можно проводить только с одной стороны материала. Это приводит к формированию градиента температуры в футеровке, который изменяется с течением времени за счет сложного режима принудительного нагрева, сравнительно высокой теплоемкости материалов футеровки и тепловых эффектов химических реакций в связующем, что, в свою очередь, является причиной различного давления паров воды внутри стенки и осложняет расчеты удаления влаги.

На практике, в металлургии используются бетоны различной плотности и, соответственно проницаемости. Так, для конструкций, предназначенных для плавления или вакуумной обработки металлических расплавов, применяют плотные бетоны, пористость которых составляет 10–15% от объема, в то время как для текущих ремонтов применяются торкретмассы с пористостью более 40%. Механизм движения воды в таких материалах существенно различается.

Для построения модели движения влаги внутри материала потребовалось провести численные исследования возможных поровых структур внутри материала, что и было выполнено в рамках работ [1, 2]. За основу для расчетов была взята теория перколяции, разработанная более 50 лет назад для моделирования электропроводности механических смесей

проводников и изоляторов [3]. Были получены результаты, позволяющие оценить газо- и водопроницаемость бетонов, в том числе форму и протяженность отдельных пор в зависимости от общей пористости материала и объемного соотношения связки, представленной цементом и частицами размером менее 0,5 мм, и заполнителя (крупные зерна размером в отдельных случаях до 40 мм).

Полученные результаты были использованы для построения модели удаления влаги при нагревании из бетонов различной плотности [4]. Моделирование сушки бетона дополнительно осложняется тем, что необходимо учитывать предысторию материала – условия в которых происходило его твердение (комплекс физико-химических превращений с участием воды, в результате которых материал приобретает требуемые прочностные характеристики). Группа специалистов из Федерального университета Сан-Карлос (Бразилия) изучала физико-химические превращения при твердении огнеупорных (кальций-алюминатных) бетонов при различных температурах и установила, что в рабочем интервале температур (от +5 до +50 °С) могут реализовываться как минимум три альтернативных схемы химических реакций, приводящих к образованию гидратов кальция и алюминия различного состава и прочностных характеристик. На основе этих исследований в [4] получен график выделения химически связанной воды при нагреве в зависимости от температуры, при которой происходил набор прочности материала.

Свободная вода, оставшаяся в бетоне к моменту начала сушки и вода, образующаяся при разложении химических соединений, могут быть удалены только через свободную поверхность материала или через пустоты, имеющие выход на свободные поверхности. В результате выполненного моделирования поровых структур бетонов было определено, какое количество образующейся воды может выделиться непосредственно через поверхность, и какое количество воды выделяется в открытые каналы, диффузия в которых удовлетворительно описывается уравнением Пуазейля. Также было рассчитано количество воды, которое при удалении должно переместиться путем диффузии в твердой фазе к канальным порам или свободной поверхности. Использованная модель структуры позволяет определять расстояние, которое требуется преодолеть влаге путем диффузии в твердой фазе до ближайшей свободной поверхности или канальной поры. Коэффициенты диффузии были определены экспериментально высушиванием образцов бетонов и торкрет-масс при различных температурах и непрерывном контроле потери массы [5]. При этом использование перколяционной модели структуры позволило определить, в том числе и коэффициенты диффузии воды непосредственно в твердой фазе бетона, а не их интегральные величины для пористого тела, которые были использованы для моделирования в ранее представленных работах [6].

Разработанная модель и полученные экспериментальные результаты были использованы для моделирования сушки рабочего слоя промежуточного металлургического ковша (плотный бетон) и ремонтной пористой торкрет-массы, наносимой на его поверхность для восстановления в процессе эксплуатации. Также по аналогичной методике был рассмотрен процесс сушки ремонтной торкрет-массы на основе магнезиального связующего, отличающейся большей зависимостью химического состава затвердевшего бетона от внешних условий твердения, чем кальций-алюминатные материалы [7].

В результате расчетов было установлено, что время сушки плотных бетонов превышает время сушки торкрет слоя приблизительно в 5 раз (при одинаковой толщине). Движение влаги преимущественно происходит в сторону горячей, уже высушенной поверхности изделия или футеровки. За счет того, что скорость удаления влаги из плотных бетонов значительно ниже, чем из ремонтных масс, происходит образование области высокого давления влаги внутри плотного изделия, которая ответственна за движение значительного количества воды в сторону холодной (влажной) поверхности (аналогичного явления при высушивании пористых ремонтных масс не наблюдается). Кроме того, при форсировании скорости сушки плот-

ного бетона давление паров воды может достичь критических величин, превышающих прочность материала и стать причиной взрывного разрушения, в то время как нарушение режима сушки ремонтных масс приводит лишь к частичному отскоку поверхностного слоя материала.

Оптимизация скорости сушки бетонов требует учета геометрической формы всего объекта, вследствие того, что возникающие при нагревании и расширении бетона сжимающие напряжения приводят к нивелированию расклинивающего влияния испаряющейся воды и позволяют фактически высушивать крупные изделия быстрее, чем предсказывает модель без учета макроскопических механических напряжений в футеровке металлургического агрегата. Например, днище сталеразливочного ковша из плотного бетона диаметром 5 м и толщиной 0,5 м может быть полностью высушено на практике за 45–50 ч, в то время как модель предсказывает разрушение при выполнении сушки быстрее, чем за 80 ч.

Приведение модели в соответствие с практическими данными по разрушению бетонных конструкций требует разработки модели роста дефекта структуры в материале в поле напряжений, вызванных термическим расширением, массообменными процессами, связанными с разложением вяжущего и выделением воды, а также изменениями напряженно-деформированного состояния конструкции при разгрузке в процессе роста трещины. На данный момент нами выполнено численное моделирование напряженно-деформированного состояния объемной пористой структуры огнеупора, нагруженной растягивающим напряжением [8] с целью определения коэффициентов интенсивности напряжений и прогнозирования разрушения. Расчетов для аналогичной системы дефектов при анализе справочной литературы нами найдено не было. Наиболее близкий случай, описанный другими исследователями [9] анализа линейной системы внутренних дефектов в полупространстве отличался по величине показателей напряжений приблизительно на 15% в меньшую сторону от полученных нами результатов.

Применение упрощенных моделей для оценки долговечности конструкций, находящихся под воздействием описанных комплексных нагрузок, не позволяет на данный момент с достаточной точностью прогнозировать износ огнеупорных материалов. В настоящее время мы располагаем моделями, позволяющими выявлять причины и описывать механизм разрушения, в том числе находить зоны конструкции, послужившие источником разрушающей трещины. Однако оценка долговечности, выполненная с применением упрощенных моделей, приводит, как правило, к заниженным оценками ресурса оборудования. Статистика по нескольким проведенным оценкам показала, что ошибка прогнозирования срока службы футеровки составила 30–40%.

Литература

1. Заболотский А. В. Построение и исследование модели поровой структуры керамического материала // Инновационная наука. 2017. № 03-1. С. 27–34.

2. Заболотский А. В. Моделирование структуры связки керамического материала как перколяционного кластера второго порядка // Сб. ст. междунар. науч.-практ. конф. "Совершенствование методологии познания в целях развития науки": в 3 ч. Уфа: Аэтерна, 2017. Ч. 3. С. 67–76.

3. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. – 416 с.

4. Заболотский А. В., Аксельрод Л. М., Марченко Д. А. Моделирование перемещения влаги в огнеупорном бетоне при сушке с помощью перколяционных структур // Новые огнеупоры. 2018. № 8. С. 28–35.

5. Заболотский А. В., Аксельрод Л. М., Донич Р. А., Поспелова Е. И., Марченко Д. А. Математическое моделирование движения влаги в огнеупорных бетонах и торкрет-массах во время сушки // Новые огнеупоры. 2016. № 12. С. 6–12.

6. Заболотский А. В. Аксельрод Л. М. Моделирование разрушения крупных бетонных блоков при сушке под воздействием термической нагрузки // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 2016. Т. 3. С. 133–137.

7. Zabolotsky A.V. Percolation theory usage for water transfer simulation while drying out of refractory castables // Int. J of Materials. 2017. Vol. 4. P. 46–53.

8. Заболотский А. В., Турчин М. Ю., Хадыев В. Т., Мигашкин А. О. Численное моделирование коэффициентов интенсивности напряжений для пространственной системы дефектов на примере периклазоуглеродистого огнеупора сталеплавильного производства // Механическое оборудование металлургических заводов. 2019. № 1(12). С. 64–70.

9. Справочник по коэффициентам интенсивности напряжений. В 2-х т.; пер. с англ. / Под ред. Ю. Мураками. М.: Мир, 1990. – 1016 с.

УДК 66.011

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВНУТРЕННЕГО ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЯ ПРИ РЕКТИФИКАЦИИ

М. К. Захаров

МИРЭА – Российский технологический университет, г. Москва, Россия
Институт тонких химических технологий им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Для уменьшения затрат теплоты при разделении жидких смесей методом ректификации применяют различные способы энергосбережения [1–6]. Как правило, это внешнее энергосбережение: использование теплоты уходящих потоков, сжатие ректификационного пара в компрессоре с целью последующего его использования в качестве греющего в кипятильнике (тепловой насос), теплоинтеграция и т. п.

При сравнении процессов разделения жидких смесей методами перегонки наихудшей с точки зрения затрат теплоты является простая дистилляция [7]. Полученный при дистилляции паровой поток сразу выводится из аппарата. В отличие от дистилляции в процессах ректификации за счет одновременно протекающих процессов теплообмена на тарелках колонны (конденсация парового потока, поступающего с нижележащей тарелки и испарение жидкости, стекающей с вышележащей тарелки) и сопутствующего ему массообмена (изменение составов пара и жидкости, а также их температур) создаются условия для многократной (по числу теоретических тарелок в колонне) работы пара. Эффективность многократного использования пара в колонне названо нами *внутренним энергосбережением* [7].

Одним из главных направлений в разработке энергосберегающих схем процесса ректификации является приближение реального процесса к термодинамически обратимой ректификации [2–6]. На практике могут быть реализованы только некоторые особенности этого гипотетического процесса ректификации. К таким особенностям, в частности, относится распределенный подвод теплоты на тарелки отгонной части и отвод теплоты с тарелок укрепляющей части колонны. Однако в работе [4] показано, что, даже *оптимальная организация подвода теплоты* к тарелкам отгонной части колонны *и ее отвод* с тарелок укрепляющей (*с минимальным ростом энтропии* при ректификации, а, значит, с повышенной термодинамической эффективностью процесса) не только *не обеспечивает снижения затрат теплоты* на

процесс разделения, но приводит к их *увеличению*. Подробное объяснение этого факта приведено нами в [8] путем анализа *внутреннего энергосбережения*.

Сущность внутреннего энергосбережения заключается в следующем: насыщенный пар, поступающий на тарелку, имеет более высокую температуру, чем жидкость на тарелке. Поэтому происходит его парциальная конденсация до температуры жидкости на тарелке. Заметим сразу, что при непрерывной работе колонны находящаяся на тарелке жидкость не изменяет своих характеристик (состав, температура), а лишь обеспечивает необходимую поверхность контакта между встречающимися на тарелке паровым и жидкостным потоками. Выделяющаяся при конденсации пара теплота расходуется на испарение поступающей на тарелку жидкости при (опять же!) температуре жидкости на тарелке. Вновь образовавшийся пар, обогащённый низкокипящим компонентом, поступает на следующую тарелку. Здесь он вновь частично конденсируется и процесс повторяется многократно (по числу тарелок в колонне). Поскольку в укрепляющей секции колонны жидкостной поток (флегма) всегда меньше парового, то паровой поток конденсируется лишь частично. С увеличением флегмового числа R большая доля парового потока конденсируется на каждой тарелке укрепляющей секции ректификационной колонны и поэтому процесс разделения становится более энергосберегающим. Из этого вовсе не следует, что нужно увеличивать флегмовое число с целью приближения к максимальному энергосбережению. Флегмовое число следует выбирать на основе технико-экономического расчета. В отгонной части колонны жидкостный поток, равный сумме потоков флегмы и исходной смеси (при условии ее подачи при температуре насыщения) всегда больше парового потока. Поэтому внутреннее энергосбережение на тарелках отгонной секции колонны максимально и принимается равным единице.

Подробный анализ протекающих на тарелках процессов теплообмена и сопутствующего ему массообмена приведен в [7].

Учитывая разное внутреннее энергосбережение на тарелках укрепляющей и отгонной секциях колонны при расчете среднего внутреннего энергосбережения в колонне необходимо учитывать их численные значения (соответственно $n_{\text{у}}$ и $n_{\text{о}}$).

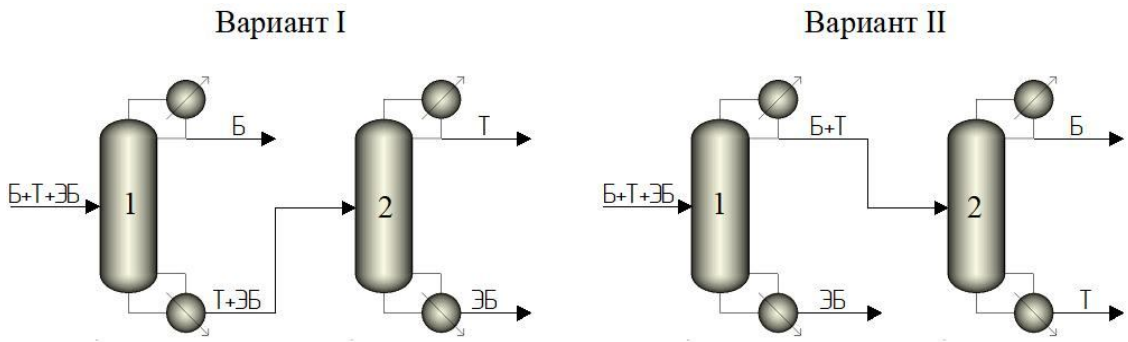
Так, при подаче в колонну исходной смеси при температуре кипения внутреннее энергосбережение (среднее по колонне) можно рассчитать по формуле [7]

$$\text{Эн} = \frac{R}{R+1}\frac{n_{\text{у}}}{n_{\text{у}}+n_{\text{о}}} + \frac{n_{\text{о}}}{n_{\text{у}}+n_{\text{о}}}. \qquad (1)$$

Среднее внутреннее энергосбережение Эн ректификационной установки, состоящей из двух колонн, можно рассчитать [7] по значениям внутреннего энергосбережения Эн_1 (в колонне 1) и Эн_2 (в колонне 2) по формуле, учитывающей долю паровых потоков V в каждой колонне от суммарного в двух колоннах:

$$\text{Эн} = \text{Эн}_1\frac{V_1}{V_1+V_2} + \text{Эн}_2\frac{V_2}{V_1+V_2}. \qquad (2)$$

Применимость анализа затрат теплоты с учетом внутреннего энергосбережения при поиске наименее затратной схемы ректификации многокомпонентных смесей можно продемонстрировать на примере разделения трехкомпонентных смесей. В случае зеотропных смесей возможны две схемы разделения (рисунок) на примере смеси бензол–толуол–этилбензол: в первом варианте в первой колонне верхний продукт – бензол, а во втором варианте в первой колонне нижний продукт – этилбензол. Вторые колонны предназначены для разделения оставшихся бинарных смесей. Поток исходной смеси – 100 кмоль/ч. Чистота всех продуктов разделения – 98% мольн.



Варианты разделения трехкомпонентной смеси*:* Б – бензол; Т – толуол; ЭБ – этилбензол

Расчет флегмового числа, числа тарелок в колонне и затрат теплоты в кипятильнике был выполнен с использованием программного обеспечения Aspen Plus. Внутреннее энергосбережение в каждой колонне рассчитано по формуле (1), а среднее внутреннее энергосбережение $Э_н$ ректификационной установки по формуле (2).

Результаты расчета затрат теплоты в каждой колонне и суммарных затрат теплоты в обоих вариантах разделения представлены в таблице. Для эквимолярной исходной смеси (33; 33 и 34% мольн.) менее энергозатратным (по суммарным затратам теплоты в кипятильниках) является вариант I. Это связано с большим средним внутренним энергосбережением в колоннах варианта I (0,827), чем в колоннах варианта II (0,797). При составе исходной смеси с большим содержанием этилбензола (15; 15 и 70) менее энергозатратным стал вариант II. И это тоже связано с большим средним внутренним энергосбережением в двух колоннах варианта II (0,940), чем в колоннах варианта I (0,928). Небольшая разница в затратах теплоты при этом составе исходной смеси связана с его близостью к границе областей составов исходных смесей в треугольной диаграмме, в которых (областях) минимальные суммарные затраты в кипятильниках колонн соответствуют либо первому варианту разделения, либо второму. Эта граница областей теоретически обоснована нами на основе анализа затрат теплоты и внутреннего энергосбережения [9].

Основные показатели работы колонн при разделении трехкомпонентной смеси

Состав исходной смеси	Бензол (33% мольн.) Толуол (33% мольн.) Этилбензол (34% мольн.)				Бензол (15% мольн.) Толуол (15% мольн.) Этилбензол (70% мольн.)			
Обозначение схемы*	Вариант I		Вариант II		Вариант I		Вариант II	
Колонна	1	2	1	2	1	2	1	2
Число тарелок	23	31	24	20	30	50	50	25
Номер тарелки питания	14	20	14	11	20	17	10	12
Флегмовое число R	2,04	3,41	1,96	1,81	3,58	8,69	4,68	1,7
Внутреннее энергосбережение в колонне	0,791	0,851	0,796	0,799	0,845	0,966	0,967	0,821
Потоки пара в колоннах, кмоль/час	92,9	135,3	185,1	87,7	62,8	136,6	161,4	37,7
Среднее внутреннее энергосбережение в двух колоннах	0,827		0,797		0,928		0,94	
Затраты теплоты, кВт	899	1343	1836	812	623	1355	1600	349
Суммарные затраты теплоты, кВт	2242		2648		1978		1949	

*На основании рисунка.

Таким образом, теория внутреннего энергосбережения при ректификации дает правильное направление при поиске оптимальных схем ректификационных установок, а также позволяет найти ответы на многие вопросы, связанные с энергосбережением при ректификации. Так, например, становится очевидной целесообразность нагрева исходной смеси в самой колонне, а не в предварительном теплообменнике из-за отсутствия в нем того самого внутреннего энергосбережения, которое присуще процессу ректификации.

Литература

1. Захаров М. К. Способы энергосбережения при проведении энергоемких технологических процессов // Технологии нефти и газа. 2006. № 1. С. 63.

2. Halvorsen I. J., Skogestad S. Energy efficient distillation // Journal of Natural Gas Science and Engineering. 2011. doi: 10.1016 / j.ngse.2011.06.002.

3. Nakaiwa M., Ohmori T. Process intensification for energy savings through concept of «detuning» from ideal state // Translation from Synthesiology. 2009. Vol. 2, № 1. P. 51.

4. Koeijer G., Rosjorde A., Kjelstrup S., Distribution oh heat exchange in optimum diabatic distillation columns // Elseviers, Energy. 2004. № 29. P. 2425.

5. Petlyuk F. B. Distillation Theory and its Application to Optimal Design of Separation Units. New York: CUP, 2004.

6. Kim Y. H. Design and control of energy-efficient distillation columns. // Korea J. Chem. Eng. 2016. Vol. 33.

7. Захаров М. К. Энергосберегающая ректификация. учеб. пособие. СПб.: Лань, 2018. – 252 с.

8. Zakharov M. K., Nosov G. A., Pisarenko Yu. A., Zhil'tsova L. M., Shvets A. A. Comparison of distributed heat supplies along the height of fractionating columns with conventional fractionation // Theor. Found. Chem. Eng. 2017. Vol. 51, № 5. P. 708.

9. Захаров М. К., Писаренко Ю. А. Теоретическое обоснование выбора оптимальной схемы разделения трехкомпонентной смеси// Тонкие химические технологии. 2017. Т. 12, № 4. С. 43.

УДК 662.731

КИНЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПИРОЛИЗА ТОРФА ПОСЛЕ ФРАКЦИОННОГО РАЗДЕЛЕНИЯ В ЖИДКОСТЯХ РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ

К. Т. Ибраева, Д. Б. Алтынбаева, Р. Б.Табакаев

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В настоящее время особое внимание уделяется использованию возобновляемых источников энергии (ВИЭ), наиболее распространенным из которых является биомасса [1]. Биомасса по большей части представлена отходами различных сфер деятельности или продуктами разложения органики, что делает её универсальным ресурсом для повсеместного использования. Однако биомасса обладает специфическими характеристиками, которые осложняют процесс сжигания традиционным способом. Одним из перспективных направлений, позволяющих перерабатывать биомассу в химически и энергетически ценные продукты, является пиролиз.

Моделирование процессов термического разложения биомассы существенно снижает временные и трудовые затраты при проектировании оборудования, его наладке и внедрении в технологический процесс. Реализация этой задачи требует подробного изучения кинетики происходящих при пиролизе процессов. При математическом описании процессов необходимо учитывать размол и состав топлива. Метод седиментационного разделения позволяет поделить исходное сырье на несколько проб с различным содержанием органической части и минеральных включений, отражая происходящие при переработке разделенного сырья процессы.

Целью настоящей работы является исследование кинетики низкотемпературного пиролиза биомассы (на примере торфа), фракционированной по значениям плотности.

Методика исследования. В качестве исходного сырья для исследований рассмотрен низинный торф с месторождения Суховское (Томская область, Россия). Для фракционного разделения торфа по плотности использовали жидкости плотностью 1400, 1600, 1800, 2280 и 2860 кг/м^3.

В данной работе рассматривалась фракция 1600–1800 кг/м^3, это обусловлено тем, что у данной фракции наблюдается наибольший выход по массе (40.4%) (табл. 1). Наименьший выход (0.4%) отмечен у наиболее легкой фракции, имеющей плотность менее 1400 кг/м^3. Можно заметить, что различия по величине плотности фракций главным образом обусловлены содержанием в их составе минеральной части: рост плотности фракций сопровождается увеличением их зольности.

Таблица 1

Разделение торфа по фракциям с различной плотностью

Плотность фракции, кг/м^3	<1400	1400–1600	1600–1800	1800–2280	2280–2860
Выход (по массе), %	0.4	36.6	40.4	6.2	16.4
Зольность A^d, %	9.5	13.5	19.8	38.6	46.0

Дифференциальный термический и гравиметрический анализы. Для исследования пиролиза выделенных из торфа седиментационным разделением фракций проведены термогравиметрический анализ (ТГ) и дифференциальная сканирующая калориметрия (ДСК) на синхронном термоанализаторе STA 449 F5 Jupiter (Netzsch, Германия). Параметры проведения анализа включали: масса каждой пробы составила 20 мг, скорость нагрева образцов – 5, 15 и 30 К/мин, температурный интервал нагрева – 313–1273 К. Анализы выполнены в инертной среде аргона с целью имитации условий осуществления пиролиза. Данные ТГ/ДСК анализа использованы для определения кинетических характеристик процесса пиролитического разложения торфа и выделенных из него седиментационным разделением фракций методами Coats-Redfern и Friedman.

Кинетика термического разложения. Методы без построения модели Coats-Redfern и Friedman являются менее трудоемкими и более надежными [2], поэтому они широко используются для вычисления кинетических параметров процессов по данным об изменении массы образцов (ТГ) в процессе термического разложения.

Метод А. Coats и J. Redfern. Неизотермический метод Coats-Redfern позволяет рассчитывать значения эффективных энергий активации, предэкспоненциального множителя и порядка реакции по данным ТГ/ДСК, полученным при одной скорости нагрева образца топлива.

Уравнение для определения энергии активации и предэкспотенциального множителя согласно [3] имеет следующий вид:

$$\ln\left[\frac{-\ln(1-\alpha)}{T^2}\right] = \ln\left[\frac{AR}{\beta E}\left(1-\frac{2RT}{E}\right)\right] - \frac{E}{RT}, \qquad (1)$$

где $\alpha = \frac{w_0 - w_i}{w_0 - w_k}$; w_0 – масса начала реакции, кг; w_k – конечная масса процесса, кг; w_i – масса в период времени i, кг; α – степень конверсии; T – температура нагрева, К; A – предэкспоненциальный коэффициент, 1/с; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); E – энергия активации, кДж/моль; β – скорость нагрева, К/мин.

Отношение энергии активации к универсальной газовой постоянной (E/R) определяли по наклону кривой графика зависимости $\ln(-\ln(1-\alpha)/T^2)$ от $1/T$.

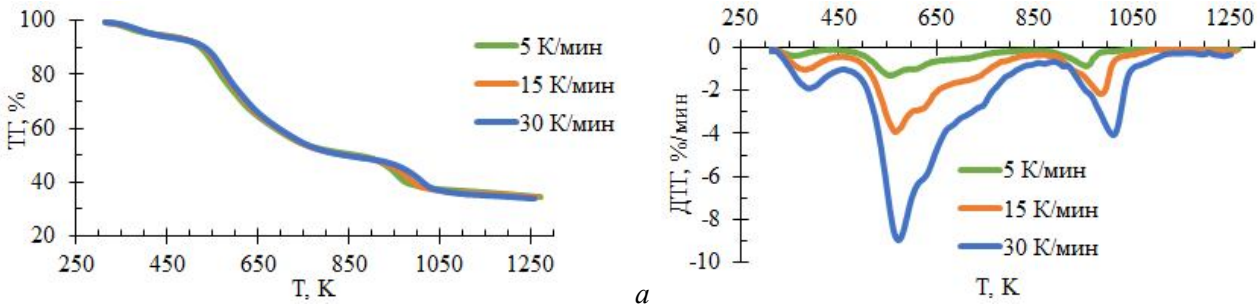
Метод H. L. Friedman. Для оценки кинетических характеристик процесса методом Friedman необходимы данные дифференциального термического анализа, полученные при нескольких скоростях нагрева образцов. Однако одна и та же степень превращения (w/w_0) достигается при разной температуре в зависимости от скорости нагрева. Метод Friedman позволяет определить энергию активации процессов без построения модели их протекания. Уравнение, описывающее связь энергии активации и предэкспоненциального множителя, имеет вид [4]

$$\ln\left[\left(-\frac{1}{w_0}\right)\left(\frac{dw}{dt}\right)\right] = \ln A + \ln f\left(\frac{w}{w_0}\right) - \frac{E}{RT}, \qquad (2)$$

где w – масса вещества, %; w_0 – исходная масса вещества, %; t – время, мин; A – предэкспоненциальный коэффициент; E – энергия активации константы скорости, кДж/моль; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); T – абсолютная температура, К; $f(w/w_0)$ – функция массы вещества.

Отношения энергии активации к универсальной газовой постоянной ($-E/R$) определяются по наклону кривых, описывающих зависимости ($\ln[(-1/w_0)(dw/dt)]$) от ($1/T$) для группы значений степени превращения (w/w_0) топлива. Произведения предэкспоненциального множителя и функции изменения массы образца ($\ln[(Af(w/w_0)]$) получают для каждого значения (w/w_0) в точках пересечения с осью ординат.

Результаты и обсуждения. На рис. 1 приведены результаты термогравиметрического анализа для фракции с плотностью 1600–1800 кг/м^3 в интервале 313–1273 К. Видно, что фракция торфа при всех изученных скоростях нагрева, имеет схожий характер разложения, отличающийся величинами скорости разложения и потери массы.



а

б

Рис. 1. Кривые термогравиметрического ТГ (*а*) и дифференциального термогравиметрического ДТГ(*б*) анализов фракции плотностью 1600–1800 кг/м^3 при различной скорости нагрева

Метод A. Coats и J. Redfern. На основе результатов ТГА (рис. 1, *а*) построен график зависимости $\ln(-\ln(1-\alpha)/T^2)$ от $1/T$ (рис. 2) для фракции плотностью 1600–1800 кг/м^3. Можно выделить три стадии разложения с различным углом наклона для каждой скорости нагрева: 5 К/мин: первая стадия (I) соответствует температурному интервалу 513–563 К; вторая (II) – 563–613 К; третья (III) – 613–843 К; 15 К/мин: первая стадия (I) соответствует температур-

ному интервалу 513–573 K; вторая (II) – 573–643 K; третья (III) – 643–843 K; 30 K/мин: первая стадия (I) соответствует температурному интервалу 513–583 K; вторая (II) – 583–643 K; третья (III) – 643–843 K.

По методу Coats-Redfern определены значения энергии активации и предэкспотенциального множителя (табл. 2). Видно, что энергия активации I стадии (E_{aI}) выше значений, определенных для II и III стадий: (E_{aI}/E_{aII}) = 2.64–2.65, (E_{aI}/E_{aIII}) = 4.23–5.3. Можно заметить, что изменение скорости нагрева от 5 до 30 K/мин практически не влияет на величину энергии активации, подсчитанной данным методом. Это обусловлено схожими результатами термогравиметрического анализа фракции при разных скоростях. Для фракции 1600–1800 кг/м^3 среднее значение энергии активации для трех стадий составляет 48,13 кДж моль$^{-1}$ К$^{-1}$.

Таблица 2

Величина энергии активации и предэкспотенциального множителя фракции плотностью 1600–1800 кг/м^3

Фракция 1600–1800, кг/м^3	Энергия активации E, кДж моль$^{-1}$ К$^{-1}$			Предэкспотенциальный множитель A, с$^{-1}$		
	I стадия	II стадия	III стадия	I стадия	II стадия	III стадия
5 K/мин	92144.06	34768.32	17245.73	390296.1	0.654	0.01067
15 K/мин	91312.66	34582.91	19965.74	636353.5	1.600	0.05603
30 K/мин	88685.44	33494.61	20972.9	592948.6	2.340	0.13601

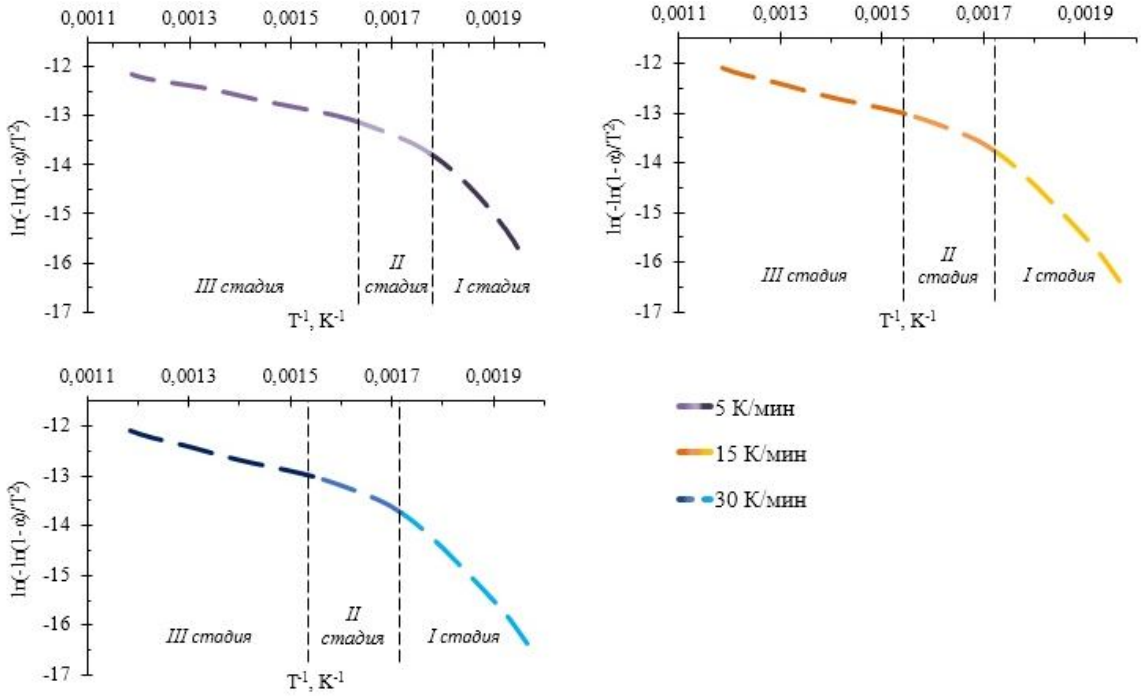


Рис.2. Зависимость $\ln[(-\ln(1-\alpha))/T^2]$ от $1/T$ для фракции торфа при различной скорости

Метод H. L. Friedman. По результатам ТГ для трех скоростей нагрева (рис. 1, *а*) построены графики зависимости ($\ln[(-1/w_0)(dw/dt)]$) от ($1/T$) (рис. 3, *а*). Значения степени конверсии (w/w_0) и шаг их изменения выбраны в зависимости от величины изменения массы фракции. Значения E и ($\ln[(Af(w/w_0)]$) для рассматриваемой фракции приведены на рис. 3, *б* для всех рассматриваемых диапазонов степени конверсии. Энергия активации (E) по методу *Friedman*, соответствующая изменению массы торфа в температурном диапазоне от 493 до 873 K, для фракции плотностью 1600–1800 кг/м^3 составляет 10.9 кДж·моль$^{-1}$·К$^{-1}$.

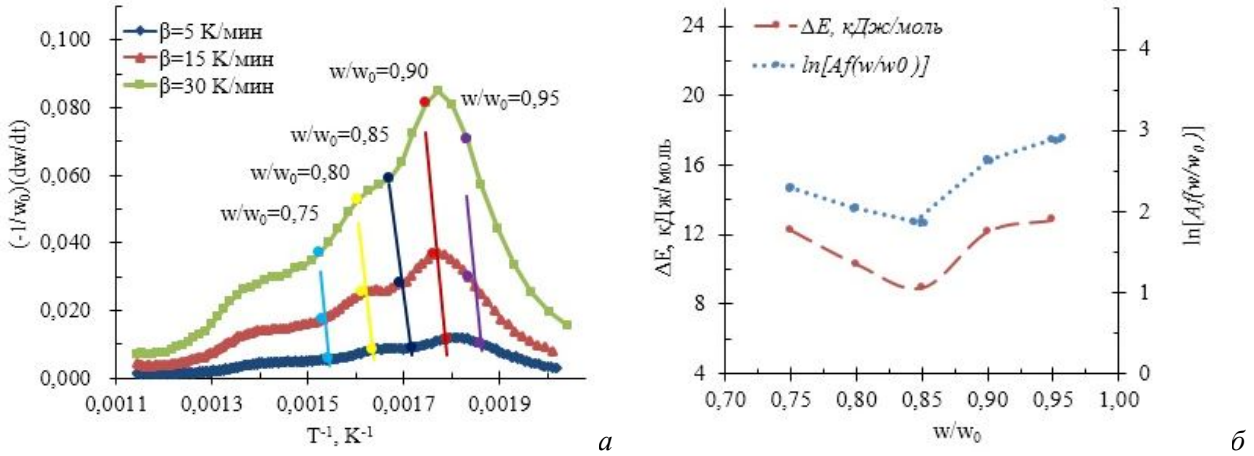


Рис. 3. Кривые, полученные по методу Friedman, для фракции с плотностью 1600–1800 кг/ м^3: *а* – зависимость (ln[(–1/w_0)(*dw*/*dt*)]) от (1/*T*); *б* – зависимость энергии активации *E* и (ln[(*Af*(*w*/w_0)]) от *w*/w_0

Заключение. В работе показано, что при оценке кинетики методом Coats-Redfern термическое разложение фракции плотностью 1600–1800 кг/м^3 протекало в три стадии. При этом существенные различия в значении энергии активации наблюдались только на I стадии, которая к тому же имела большее значение; для II и III стадий энергия активации имела близкие значения независимо от скорости нагрева. Для фракции 1600–1800 кг/м^3 среднее значение энергии активации для трех стадий составляет 48.13 кДж моль$^{-1}$ К$^{-1}$.

Расчет методом Friedman показал, что энергия активации термического разложения торфа в температурном диапазоне от 493 до 873 К для фракции плотностью1600–1800 кг/м^3 составила 10.9 кДж моль$^{-1}$ К$^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-38-00648).

Литература

1. McKendry P. Energy production from biomass (part 1): Overview of biomass // Bioresource Technology. 2002. Vol. 83, No. 1. P. 37–46.

2. Carvalho L., Wopienka E., Pointner C., Lundgren J., Verma V. K., Haslinger W. Performance of a pellet boiler fired with agricultural fuels // Appl. Energy. 2013. Vol. 104. P. 286–296.

3. Lu C., Song W., Lin W. Kinetics of biomass catalytic pyrolysis // Biotechnology Advances. 2009. Vol. 27. P. 583–587.

4. Yokelson R. J., Susott R., Ward D. E., Reardon J., Griffith D. W. T. Emissions from smoldering combustion of biomass measured by open-path Fourier transform infrared spectroscopy // J. Geophys. Res.-Atmos. 1997. Vol. 102, No. 15. P. 18865–18877.

УДК 533.601:536.244

АЭРОДИНАМИКА, КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЦИКЛОННЫХ ПЕЧЕЙ БОЛЬШОЙ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ДЛИНЫ

С. В. Карпов, Д. А. Онохин, М. И. Коноплев

Северный (Арктический) федеральный университет им. М. В. Ломоносова, г. Архангельск, Россия

Циклонные камеры нашли применение в энергетике и промышленности в качестве топочных и нагревательных устройств, сепараторов, рекуператоров и других энерготехнологических теплообменных установок [1–3]. Определяется это их высокими технико-экономическими характеристиками, универсальностью применения и простотой конструкций, достижением высокой интенсивности тепло- и массообменных процессов в рабочем объеме циклонных камер.

Первоначально такие устройства имели сравнительно небольшую длину рабочего объема. Расширение диапазона использования и повышение производительности циклонных печей вызвали необходимость увеличения длины рабочего объема и проведения дополнительных исследований особенностей аэродинамики и конвективного теплообмена для разработки научно обоснованных рекомендаций по их расчету и конструированию.

Основными безразмерными конструктивными параметрами циклонных нагревательных устройств, варьируемыми в опытах, являлись: длина рабочего объема $\bar{L}_к = L_к / D_к$ = 1,00–17,25 ($L_к$, $D_к$ – длина и диаметр рабочего объема), площадь входных каналов $\bar{f}_{вх} = 4 f_{вх} / \pi D_к^2$ = = 0,02–0,21, диаметр выходного отверстия $\bar{d}_{вых} = d_{вых} / D_к$ = 0,2–1,0 и диаметр заготовки $\bar{d}_з$ = = $d_з/D_к$ 0,31–0,69. Основной характеристикой, определяющей тип и режим течения циклонного потока, является число Рейнольдса Re = $V_{вх}D_к/\nu_{вх}$ ($V_{вх}$, $\nu_{вх}$ – средняя скорость и коэффициент кинематической вязкости потока во входных каналах).

Поля скоростей в рабочем объеме камеры исследовали трехканальным цилиндрическим зондом с диаметром насадка 2,6 мм по стандартной методике в поперечных сечениях камеры с продольными безразмерными координатами $\bar{z} = z / D_к$ = 0,5; 2; 6,5; 12,25, а также пятилучевым лазерным допплеровским измерителем скорости (ЛДИС). Исследование теплоотдачи проводили также двумя методами: парового калориметрирования [1–3] и использования градиентных датчиков теплового потока фирмы Captec [4].

В качестве критериев оценки аэродинамического совершенства циклонных аппаратов предлагались различные безразмерные характеристики. Например, в работах Э. Н. Сабурова, С. В. Карпова, А. Н. Орехова и др. [2, 3] использовался коэффициент аэродинамической эффективности $\zeta_{\varphi m} = 2\Delta p_п / \rho w_{\varphi m}^2$ – соотношение между располагаемым напором на входе в циклонную камеру и динамическим напором, рассчитываемым по максимальной тангенциальной скорости в ее рабочем объеме. Однако, как показал анализ проведенных исследований, значения геометрических параметров, соответствующих минимальным значениям коэффициента $\zeta_{\varphi m}$, в предельном случае стремящимся к единице, не всегда являются оптимальными для циклонных камер большой относительной длины ввиду более сложной аэродинамической структуры и перестройки греющего потока.

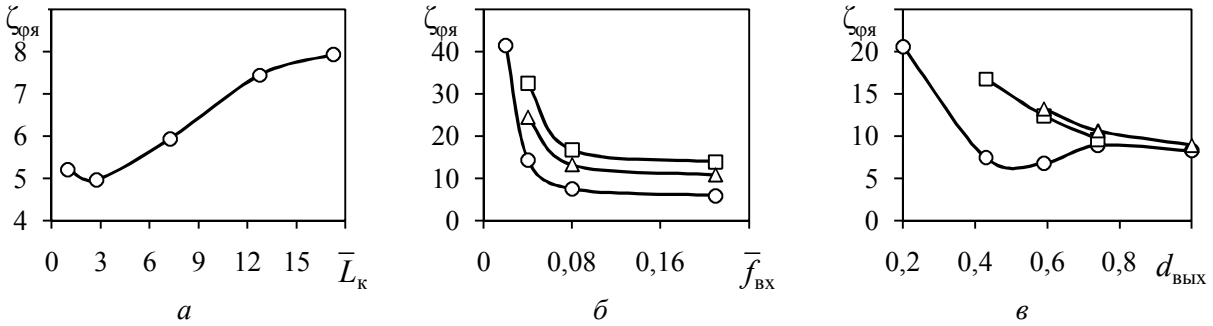
В ранее выполненных исследованиях [4] был сделан вывод, что в рабочем объеме относительно длинных циклонных камер одной из основных областей течения является ядро потока, получены формулы для определения аэродинамических характеристик на границе ядра:

$$\overline{r}_{\text{я}} = 0{,}96\,\overline{L}_{\text{к}}^{-0{,}24}\,\overline{f}_{\text{вх}}^{\,0{,}03}; \tag{1}$$

$$\overline{w}_{\text{фя}} = 6{,}23\,\overline{L}_{\text{к}}^{-0{,}24}\,\overline{f}_{\text{вх}}^{\,0{,}76}\,\overline{d}_{\text{вых}}^{\,-0{,}18}, \tag{2}$$

где $\overline{r}_{\text{я}} = r_{\text{я}}/R_{\text{к}}$, $\overline{w}_{\text{фя}} = w_{\text{фя}}/V_{\text{вх}}$ – безразмерные радиус и тангенциальная скорость на границе ядра потока; $R_{\text{к}}$ – радиус рабочего объема.

Для оценки аэродинамического совершенства относительно длинных циклонных камер более обоснованным представляется использование коэффициента сопротивления камеры, рассчитанного по тангенциальной скорости на границе ядра потока $\zeta_{\text{фя}} = 2\Delta p_{\text{п}}/\rho w_{\text{фя}}^2$. На рис. 1 приведены зависимости изменения коэффициента $\zeta_{\text{фя}}$ от геометрических параметров исследованных в работе циклонных камер.



а *б* *в*

Рис. 1. Влияние параметров циклонных камер на коэффициент сопротивления $\zeta_{\text{фя}}$ в зависимости от $\overline{L}_{\text{к}}$ (*а*), $\overline{f}_{\text{вх}}$ (*б*), $\overline{d}_{\text{вых}}$ (*в*): ○ – незагруженная камера; □ – $\overline{d}_{\text{з}}$ = 0,31; Δ – 0,47

Изучение распределений коэффициента $\zeta_{\text{фя}}$ показало, что наиболее оптимальной является безразмерная длина циклонной камеры в диапазоне 2,5–3,0, при которой достигаются максимальная производительность и хорошие энерготехнологические показатели. Увеличение $\overline{L}_{\text{к}}$ приводит к снижению аэродинамических показателей потока, прежде всего, общего уровня вращательных скоростей. Коэффициент сопротивления $\zeta_{\text{фя}}$ увеличивается, ассимптотически приближаясь к своему максимальному значению при $\overline{L}_{\text{к}}$ = 21,5.

Влияние относительной площади входа потока на создание и поддержание определенного заданного уровня крутки однозначно, независимо от степени загрузки рабочего объема. Наиболее оптимальной является безразмерная площадь $\overline{f}_{\text{вх}}$ = 0,08. Уменьшение $\overline{f}_{\text{вх}}$ менее 0,04 приводит к снижению крутки потока и резкому увеличению $\zeta_{\text{фя}}$, а увеличение более 0,08 не оказывает значительного влияния на уровень тангенциальных скоростей.

Для незагруженных циклонных камер при любой длине рабочего объема оптимальная величина $\overline{d}_{\text{вых}}$ составляет 0,4–0,6, что подтверждается результатами работы [2]. При загрузке рабочего объема камеры заготовкой эффективность работы циклонной камеры рекомендуется оценивать соотношением площадей выхода и входа потока, а также относительным диаметром $\overline{d}_{\text{з}}$.

Однако предложенная методика оценки аэродинамического совершенства циклонных устройств по коэффициенту сопротивления $\zeta_{\text{фя}}$ имеет недостатки и не всегда применима. Например, сконцентрированный циклонный поток (при больших значениях $\overline{d}_{\text{з}}$) подобен осевому течению в кольцевом канале, что приводит к вырождению ядра потока. В то же время, выбор оптимальных значений геометрических характеристик циклонного нагревательного устройства необходимо производить с учетом достижения максимально возможной не только аэродинамической, но и тепловой эффективности.

По результатам обобщения многочисленных опытных данных решена тепловая задача пограничного слоя на внутренней поверхности рабочего объема циклонных камер, получено уравнение для расчета местных коэффициентов теплоотдачи:

$$\mathrm{Nu} = 0{,}088\mathrm{Re}_{\varphi\text{я}}^{0{,}75}\bar{z}^{-0{,}29}, \tag{3}$$

где $\mathrm{Nu} = \alpha D_\text{к}/\lambda$ – число Нуссельта; α – коэффициент теплоотдачи; λ – коэффициент теплопроводности газов; $\mathrm{Re}_{\varphi\text{я}} = w_{\varphi\text{я}} D_\text{к}/\nu$ – число Рейнольдса; $\bar{z} = z/D_\text{к}$ – продольная координата, направленная вдоль рабочего объема от глухого торца камеры к выходному отверстию.

Одновременно с экспериментом для сравнения было выполнено численное моделирование теплоотдачи на поверхности заготовки в модели циклонной камеры с аналогичными характеристиками. Численное решение задачи проводили в трехмерной постановке с использованием программного комплекса ANSYS Fluent 15.0. Течение описывалось уравнениями Рейнольдса, неразрывности и энергии. Замыкание уравнений было выполнено с использованием двухпараметрической модели турбулентности SST (Shear Stress Transport) *k*–ω с поправкой на кривизну линий тока (curve correction) и стандартных пристеночных функций [4].

Дискретизация дифференциальных уравнений выполнена с использованием второго порядка точности. Сеточная модель построена блочным методом и представляла собой структурированную гексаэдрическую сетку размером 1 млн. ячеек. Для пристеночного пограничного слоя (включая вязкий подслой) было обеспечено сеточное разрешение $y^+ \approx 1$.

Полученная по результатам численного моделирования обобщающая зависимость обеспечивает отклонение от уравнения (3), полученного опытным путем, не более 5%.

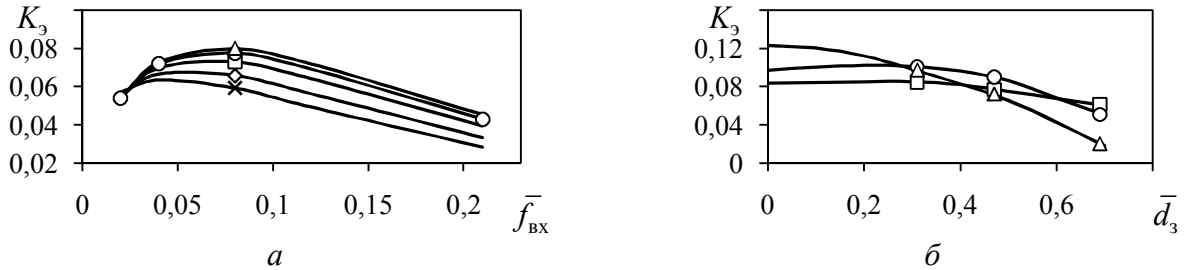
Степень энергетического совершенства циклонных устройств можно оценить при помощи специального безразмерного комплекса [5]:

$$K_\text{э} = \frac{\mathrm{Nu}}{\mathrm{Re}_\text{вх}^{n}\zeta_\text{вх}}, \tag{4}$$

где $\zeta_\text{вх} = 2\Delta p_\text{п}/\rho V_\text{вх}^2$ – коэффициент аэродинамического сопротивления по входным условиям.

Таким образом, чем выше интенсивность конвективного теплообмена (к боковой стенке или заготовке) при конечном значении $V_\text{вх}$ (и $\mathrm{Re}_\text{вх}$) и чем меньше затраты энергии на дутье, определяемые величиной $\zeta_\text{вх}$, тем выше энергетическая эффективность циклонного устройства.

На рис. 2 показаны зависимости коэффициента $K_\text{э}$ от $\bar{f}_\text{вх}$ и $\bar{d}_\text{з}$. Значками показаны опытные данные, линиями – расчетные кривые с учетом (3).



а *б*

Рис. 2. Влияние $\bar{f}_\text{вх}$ (*а*) и $\bar{d}_\text{з}$ (*б*) на коэффициент $K_\text{э}$: *а*) × – $\bar{L}_\text{к}$ = 1,00; ◊ – 2,75; □ – 7,25; ○ – 12,75; Δ – 17,25; *б*) □ – $\bar{f}_\text{вх}$ = 0,04; ○ – 0,08; Δ – 0,21

Оценка по (4) согласуется с выводами, полученными с использованием коэффициента $\zeta_{\varphi\text{я}}$. Так, оптимальной можно считать длину $\bar{L}_\text{к}$ = 10–18, а $\bar{f}_\text{вх}$ = 0,04–0,10. При этом максимальное значение $K_\text{э}$ определяется зависимостью

$$K_{э,т} = 0{,}059\bar{L}_{к}^{0{,}11}.$$

Таким образом, на основе анализа и обобщения опытных и расчетных данных по теплогидравлическим характеристикам предложены две методики оценки аэродинамической и тепловой эффективности циклонных нагревательных устройств большой относительной длины. Выбор оптимальных значений геометрических параметров циклонных устройств позволяет снизить затраты на создание и поддержание оптимального уровня крутки потока, а следовательно, увеличить КПД и уменьшить расход топлива на нагрев.

Литература

1. Сабуров Э. Н. Циклонные нагревательные устройства с интенсифицированным конвективным теплообменом. Архангельск: Сев.-Зап. кн. изд-во, 1995. – 341 с.

2. Сабуров Э. Н., Карпов С. В. Циклонные устройства в деревообрабатывающем и целлюлозно-бумажном производстве. М.: Экология, 1993. – 368 с.

3. Карпов С. В., Сабуров Э. Н. Высокоэффективные циклонные устройства для очистки и теплового использования газовых выбросов. Архангельск: Изд-во АГТУ, 2002. – 504 с.

4. Сабуров Э. Н., Онохин Д. А. Аэродинамика и устойчивость потока в относительно длинных циклонных камерах // Энергетика. Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ. 2018. Т. 61, № 6. С. 527–538.

5. Загоскин А. А., Карпов С. В. Аэродинамика, конвективный теплообмен и энергетическая эффективность циклонных рециркуляционных нагревательных устройств // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 2016. Т. 3. С. 137–141.

УДК 533.6.011.6

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕГЕНЕРИРУЕМОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ НА ПРОЦЕСС ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ВЛАГИ И ГАЗОВ В КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТОМ ПРОСТРАНСТВЕ БИОТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Т. В. Карпухина, В. Н. Ковальногов, Е. В. Цветова, С. В. Бусыгин

Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, Россия

Значительные резервы развития малой энергетики и производства энергии из возобновляемых источников могут быть обеспечены за счёт производства биотоплив из отходов локальных сельскохозяйственных производств применительно к Российской Федерации. При этом реализация этих резервов во многом связана с решением научно-технологической задачи по повышению энергетического потенциала (обогащению) биотоплив.

Производство энергии из возобновляемых источников с использованием потенциала биомассы в настоящее время является перспективным направлением малой распределенной энергетики. Более того, использование низкосортного биотоплива снижает эффективность работы электростанций, приводит к загрязнению окружающей среды. Таким образом, развитие биотопливной энергетики требует решения актуальной задачи повышения энергетического потенциала биотоплива.

Решение данной задачи связано с необходимостью разработки математической модели и методики численного анализа для изучения кинетики тепломассопереноса влаги и газов в капиллярно-пористом пространстве биотопливных элементов.

Одной из устойчивых тенденций развития энергетических систем и комплексов является переход к модели малой распределенной энергетики с активным использованием местного биотоплива, в том числе отходов местных производств, особенно лесоперерабатывающих, сельскохозяйственных. Такие отходы перерабатываются в топливные гранулы, как правило, путем их последовательного измельчения, термообработки и прессования с адгезивными компонентами или без них. В то же время качество и стоимость топливных гранул во многом определяется операцией сушки сырья, которая является наиболее энергоемкой и трудоемкой. Подсчитано, что механический и химический недожог при сжигании низкосортных топливных гранул может достигать до 45% по массе, а стоимость гранул в зависимости от их марки может отличаться в несколько раз.

Пеллеты (топливные гранулы) – модифицированное древесное топливо, которое производят путем прессования сухой размолотой древесины. Диаметр пеллет по стандартам различных стран составляет от 6 до 25 мм. Размеры частиц сырья – до 3,0 мм. Зольность древесных гранул – от 0,4%, а корьевых – до 6% от массы абсолютно сухого сырья.

Пеллеты сжигаются как в промышленных котлоагрегатах с топками прямого горения, так и в бытовых водогрейных котлах. Преимуществом пеллет, по сравнению с другими видами топлива из древесных отходов, является то, что влага из древесины удаляется не в котлоагрегате в процессе сжигания, а на отдельном производстве, которое обеспечивает однородность партий топлива по размерам, влажности и теплоте сгорания.

Технология обогащения низкосортных топлив обеспечивает возможность исключения операций термической обработки из технологического процесса получения пеллет за счет их вынесения в технологический процесс подготовки топлива перед загрузкой в топочную камеру. При этом обеспечиваются дополнительные преимущества, связанные с подогревом топлива и его насыщением горючими компонентами непосредственно перед сжиганием.

Пеллеты относят к капиллярно-пористым телам, в которых жидкость имеет различные формы связи. При сушке влага из пористых материалов удаляется последовательно, сначала из крупных пор, а затем из более мелких. Стенки капилляров таких тел эластичны и при поглощении жидкости набухают, а при высушивании дают усадку. Пористыми называют такие твердые тела, которые содержат в достаточном количестве пустоты, характерный размер которых мал сравнительно с характерным размером тела.

Пустоты могут иметь сложную форму и различные геометрические размеры.

Закономерности переноса теплоты и вещества в капиллярно-пористых телах определяются структурными характеристиками тела. Сложность и разнообразие капиллярной структуры пористых материалов вызывает необходимость в создании моделей капиллярно-пористых тел.

В настоящее время разработана математическая модель кинетики тепловлажностного состояния капиллярно-пористых тел в процессе конвективной сушки [1]. Задача формулируется и решается в нестационарной трехмерной постановке. Разработанная модель, компьютерная программа и методика численного исследования циклов конвективной сушки капиллярно-пористых тел с учетом технологических условий на основе численного решения системы дифференциальных уравнений теплопроводности и влагопереноса, позволят вырабатывать рекомендации по совершенствованию технологического процесса сушки капиллярно-пористых тел и выбору оптимальных режимов эксплуатации оборудования.

Пористость капиллярно-пористого тела определяется как

$$\varepsilon_к = W_{max} / \rho_в \ .$$

В начальный момент времени доля объема капиллярно-пористого тела, занятая водой, рассчитывается:

$$\varepsilon_0 = W_0 / \rho_в .$$

Доля объема капиллярно-пористого тела, занятая воздухом (или греющим агентом), (предполагается неизменной во времени),

$$\varepsilon_г = \varepsilon_к - \varepsilon_0 .$$

Доля объема капиллярно-пористого тела, занятая водой, в каждом расчетном элементе в каждый расчетный момент времени

$$\varepsilon_{i,j,k} = W_{i,j,k} / \rho_в .$$

Относительная объемная усадка капиллярно-пористого тела в каждом расчетном элементе в каждый расчетный момент времени

$$\vartheta_{i,j,k} = 1 - \left(\varepsilon_0 - \varepsilon_{i,j,k}\right).$$

Для определения коэффициентов тепло- и массопереноса используются известные эмпирические уравнения подобия, обобщающие экспериментальные данные по тепло- и массопереносу.

Давление насыщенного пара в греющем теплоносителе для поверхности *l* капиллярно-пористого тела p_{sfl}, Па:

$$p_{sfl} = 0{,}165732385\left(T_{fl} - 273{,}15\right)^3 - 10{,}141056765\left(T_{fl} - 273{,}15\right)^2 + 377{,}3010521\left(T_{fl} - 273{,}15\right) - 2156{,}286202 .$$

Температура T_{fl} для момента времени $\tau + \Delta\tau$ определяется из исходных данных.

Парциальное давление пара на поверхности капиллярно-пористого тела $p_{i,j,k}$, Па:

$$p_{i,j,k} = 0{,}165732385\left(T_{i,j,k} - 273{,}15\right)^3 - 10{,}141056765\left(T_{i,j,k} - 273{,}15\right)^2 + 377{,}3010521\left(T_{i,j,k} - 273{,}15\right) - 2156{,}286202 .$$

Концентрация пара в греющем теплоносителе для поверхности *l* капиллярно-пористого тела C_{fl}, кг/м^3

$$C_{fl} = \frac{p_{nfl}}{461{,}9T_{fl}} .$$

В работе [2] проанализирована возможность повышения эффективности процесса газодинамической температурной стратификации (увеличения передаваемого теплового потока) за счет применения дисперсного рабочего тела, что особенно важно применительно к отработанному теплоносителю с распределенными в нем частицами конденсированной фазы. Повышение эффективности газодинамической температурной стратификации обусловлена тем, что в дисперсном потоке при условии инерционного перемещения частиц в пограничном слое (которое организуется специально) происходит существенная интенсификация теплоотдачи, а в сверхзвуковом потоке такая интенсификация приводит к уменьшению коэффициента восстановления температуры. Оба эти фактора способствуют увеличению теплового

потока через стенку, разделяющую тракты дозвукового и сверхзвукового потоков в устройстве температурной стратификации, и повышению эффективности процесса. На рис. 1 приведены результаты расчётов, полученных при значении числа M_1 ($M_1 = 0{,}5$) для однородного потока и дисперсного рабочего тела, в котором транспортирующей средой является воздух. Здесь $G = \dfrac{|s_v|\mu_0}{(u_{sm} - u)\rho_0^2 u_0^2}$ – обобщенная переменная (см. [2]), имеющая смысл критерия подобия, характеризующего влияние конденсированных частиц; μ – динамический коэффициент вязкости несущей среды, Па·с.

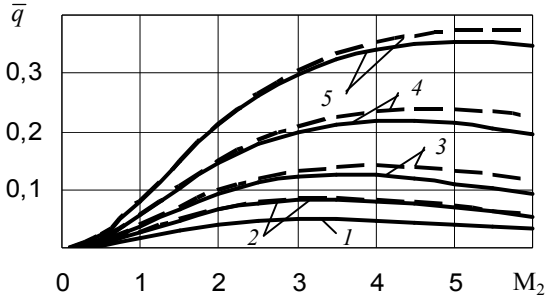


Рис. 1. Влияние чисел M_2, G и Re_{xw2} на температурную стратификацию в дисперсном потоке: *1* – G = 0 (однородный поток); *2* – $5\cdot10^{-9}$; *3* – $5\cdot10^{-8}$; *4* – $5\cdot10^{-7}$; 5 – $5\cdot10^{-6}$; сплошные линии – $Re_{wx2} = 5\cdot10^5$; пунктир – $5\cdot10^6$

Интенсивность внутренних источников количества движения в пограничном слое несущей среды дисперсного потока s_v, Н/м^3, определяется на его внешней границе по выражению:

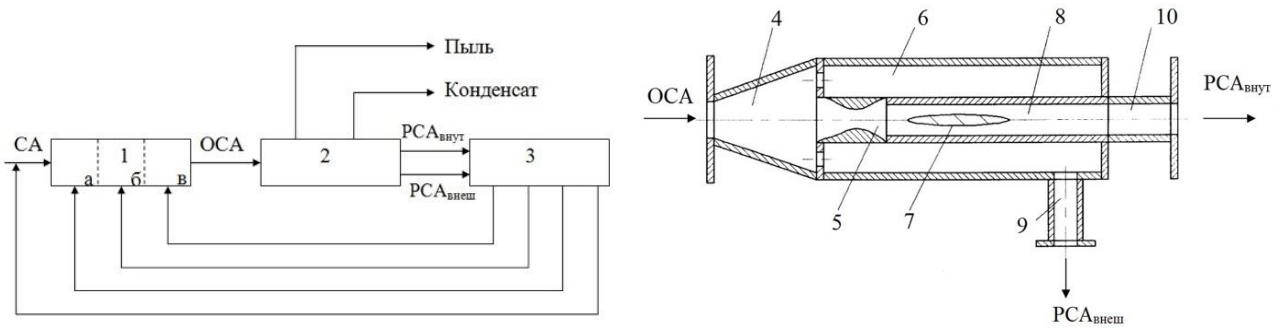
$$s_v = \frac{3}{4}\frac{\rho}{\rho_в}\sum_{i=1}^{n}\frac{\rho_{si}c_{fsi}}{d_{si}}|u_{si} - u|(u_{si} - u),$$

где u – скорость, м/с; ρ – плотность несущей среды, кг/м^3; $\rho_в$ – плотность вещества частиц, кг/м^3; ρ_s – плотность конденсированной фазы в потоке, кг/м^3; c_f – коэффициент аэродинамического сопротивления конденсированной частицы; d_s – диаметр конденсированной частицы, м; индексы: 0 – параметры во входной камере или масштабные значения; i – параметры частиц i-й фракции; s – параметры конденсированных частиц; sm – параметры частиц со среднемассовым размером.

Как видно, относительный тепловой поток $\bar{q}$ при использовании дисперсного рабочего тела (отработанный сушильный агент с распределенными в нем частицами конденсированной фазы) может быть существенно (более чем на порядок) увеличен по сравнению с однородным потоком.

Способ конвективной сушки капиллярно-пористых тел с регенерацией теплоносителя в устройстве газодинамической температурной стратификации представлен на рис. 2. Отработанный теплоноситель из сушильной камеры подается в разделительную камеру устройства газодинамической температурной стратификации, где он разделяется на два потока, которые направляются во внешний дозвуковой канал и внутренний сверхзвуковой канал, где происходит уменьшение влажности и повышение температуры.

Устройство газодинамической температурной стратификации, работающее на низкопотенциальных вторичных энергоресурсах, позволяет повысить энергетический потенциал биотоплив, а также экономить энергоресурсы, снижать загрязнение окружающей среды тепловыми выбросами и уменьшать себестоимость высушиваемых пеллет (капилярно-пористых тел).



а *б*

Рис. 2. Технологическая схема (*а*) реализации процесса конвективной сушки капиллярно-пористых тел с регенерацией теплоносителя и труба газодинамической температурной стратификации (*б*): 1 – сушильная камера, а, б, в – зоны сушильной камеры; 2 – труба газодинамической температурной стратификации; 3 – устройство подготовки и раздачи теплоносителя по зонам сушильной камеры; 4 – разделительная камера; 5 – сверхзвуковой диффузор; 6 – дозвуковой канал; 7 – устройство для закрутки сверхзвукового дисперсного потока; 8 – сверхзвуковой канал; 9 – дозвуковой канал; 10 – выходной патрубок; СА – теплоноситель (сушильный агент); РСА$_{внеш}$ РСА$_{внут}$ – регенерированный теплоноситель (сушильный агент) во внешнем дозвуковом канале и во внутреннем сверхзвуковом канале соответственно; ОСА – отработанный теплоноситель (сушильный агент)

В результате разработана математическая модель кинетики тепловлажностного состояния капиллярно-пористого тела в процессе обогащения топлива, сформулированная в трехмерной сопряженной постановке и учитывающая исходное состояние и тепловые свойства тела, диффузию жидкости и газа в его капиллярно-пористом пространстве. Также проанализирована возможность применения газодинамической температурной стратификации для повышения энергетического потенциала биотоплив.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-15-2021-584).

Литература

1. Ковальногов Н. Н., Павловичева Т. В. Моделирование тепловлажностного состояния кирпича в процессе его сушки // Изв. вузов. Проблемы энергетики. 2011. № 7-8. С. 12–20.

2. Ковальногов В. Н., Петров А. В., Федоров Р. В., Цветова Е. В. Математическое моделирование и исследование эффективности газодинамической температурной стратификации в дисперсном потоке // Автоматизация процессов управления. 2013. №1(31). С. 40–46.

3. Ковальногов В. Н., Павловичева Т. В. Моделирование и экспериментальное исследование энергоэффективной сушки строительного кирпича // Пром. теплотехника. 2011. № 8. С. 54–57.

4. Болгарский А. В., Мухачев Г. А., Щукин В. К. Термодинамика и теплопередача. М.: Высшая школа, 1975. – 495 с.

5. Гортышов Ю. Ф., Дресвянников Ф. Н., Ковальногов Н. Н. и др. Теория и техника теплофизического эксперимента / Под ред. В. К. Щукина. М.: Энергоатомиздат, 1993. – 448 с.

УДК 662.61+620.98

ПОВЕДЕНИЕ СЕРЫ ПРИ ГАЗИФИКАЦИИ АВТОМОБИЛЬНЫХ ПОКРЫШЕК

В. М. Кислов[1], Ю. Ю. Цветкова[1], С. В. Глазов[1], М. В. Цветков[1], Е. Н. Пилипенко[1], М. В. Салганская[1,2]

[1]ИПХФ РАН, г. Черноголовка, Россия
[2]МГУ им. М. В. Ломоносова, г Москва, Россия
vmkislov@icp.ac.ru

Сера – один из проблемных загрязнителей, образующихся в процессах горения, поскольку входит в состав многих твердых топлив, а также горючих техногенных отходов. Одним из таких распространенных крупномасштабных серосодержащих отходов являются изношенные автомобильные покрышки.

Несмотря на то, что автомобильные шины и покрышки относятся к IV классу опасности, они представляют существенную пожарную опасность. А при сгорании на открытом воздухе из тонны изношенных шин в атмосферу выделяется примерно 270 кг сажи и 450 кг токсичных газов. Помимо сажи в окружающую среду попадают бензопирен, диоксины, фураны и другие вещества, имеющие I и II классы опасности [1].

Использование современных технологий позволяет существенно снизить в продуктах сгорания содержание сажи, диоксинов и других вредных полиароматических углеводородов [2], но они не могут решить проблемы, связанные с наличием в резине серы, которая переходит в продукты сгорания. Для предотвращения негативного влияния соединений серы на окружающую среду разрабатываются различные способы десульфурации дымовых газов [3], однако существующие методы высокозатратны, в связи с чем продолжается разработка новых методов.

Целью работы являлось изучение распределения соединений серы в продуктах газификации автомобильных покрышек в фильтрационном режиме и исследование возможности нейтрализации серы путем добавок кальцийсодержащих сорбентов. Эксперименты проводили на лабораторной установке, основой которой являлся кварцевый реактор периодического действия с внутренним диаметром 46 мм и длиной 800 мм (рис. 1).

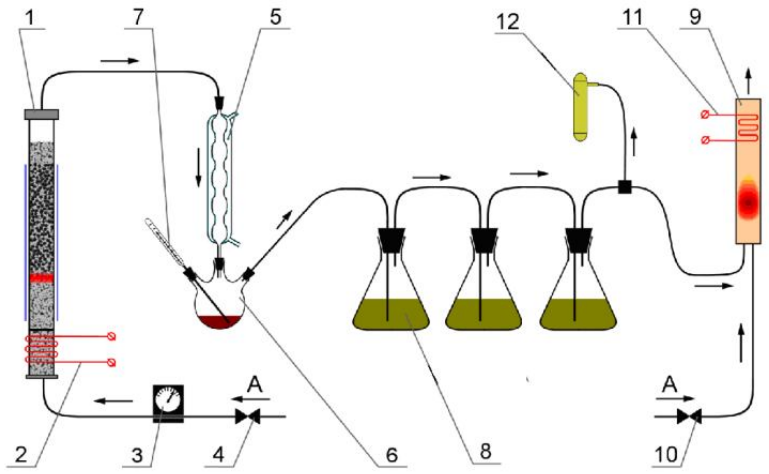


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – реактор; 2 – электроспираль; 3 – ротаметр; 4 – регулятор подачи воздуха в реактор; 5 – водяной холодильник; 6 – колба для сбора смол; 7 – термометр; 8 – барботажные колбы; 9 – дожигатель; 10 – регулятор подачи воздуха в дожигатель; 11 – электроспираль; 12 – ампула для отбора газообразных проб

Были проведены две серии экспериментов, в которых в качестве горючего использовали кусочки автомобильных шин Nexen Roadian размером 10 мм в смеси с твердым теплоносителем, в качестве которого в одной серии экспериментов добавляли частицы корунда (Al_2O_3) размером 7–10 мм, а в другой – крошку мрамора ($CaCO_3$) размером 3–5 мм, способную химически связывать соединения серы. Продукты пиролиза шин пропускали через холодильник и через три барботажные колбы, заполненные 10% раствором Na_2CO_3 для осаждения жидких продуктов, а также для улавливания летучих соединений серы. В ходе эксперимента периодически осуществляли отбор проб газообразных продуктов. Анализ газообразных продуктов выполняли на хроматографе Хроматэк Кристалл-5000.2. После эксперимента содержимое всех колб взвешивали и отдавали на элементный анализ.

Определение динамики выгорания кусочков автомобильных покрышек проводили отдельно в электропечи SNOL 6.7/1300. Выбранный режим нагрева в печи был близок к условиям нагрева частиц шин в экспериментах по их сжиганию.

Элементный состав органической части исходного топлива, образующихся продуктов пиролиза и золы определяли методом сжигания в потоке кислорода на CHNS/O элементном анализаторе «Vario MICRO cube». Химический состав минеральной части золы шин и состав мрамора определяли с помощью сканирующего автоэмиссионного электронного микроскопа Zeiss LEO SUPRA 25. Анализ состава минеральной части золы шин (в пересчете на оксиды) показал: SiO_2 – 3.92%, Al_2O_3 – 1.30%, CaO – 29.02%, MgO – 1.75%, SO_3 – 36.90%, TiO_2 – 5.20%, ZnO – 21.41%, прочие – 0.49%. Анализ мрамора показал наличие карбоната кальция ($CaCO_3$) без посторонних примесей.

Элементный состав частиц резины и образующихся из нее пиролизных смол приведен в табл. 1. Как видно из таблицы, элементный состав смол близок к составу исходной резины.

Таблица 1

Элементный состав частиц резины и пиролизных смол

Исследуемый материал	Элементный состав, %					
	C	H	O (по разн.)	N	S	Ash
Резина	83.56	7.54	2.11	0.32	1.57	4.9
Смола	86.62	11.25	0.78	0.24	1.11	–

Эксперименты показали, что практически вся образующаяся смола осаждается в колбах. Элементный состав смолы не зависит от вида используемых частиц теплоносителя. Состав газообразных продуктов (об.%): 13–15% CO_2, 12–14% CO, 0.2–0.3% CH_4 и 1–1.3% H_2 также практически не зависит от вида теплоносителя. Теплота сгорания газообразных продуктов составляла примерно 2 МДж/м^3. Максимальная температура в реакторе также различалась незначительно: ~850 ºС возле стенки и ~1050 ºС в центре реактора (рис. 2).

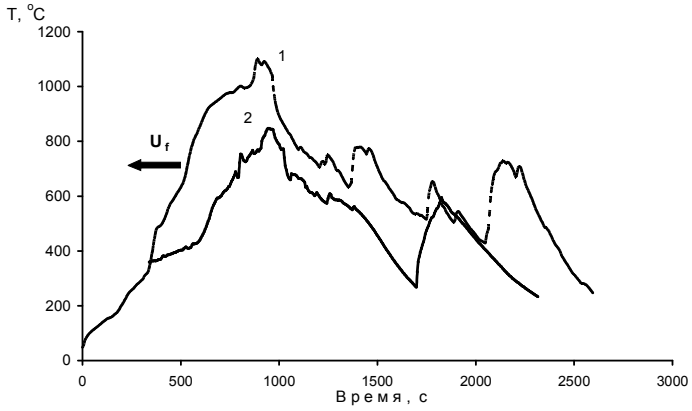


Рис. 2. Показания термопар в центре (1) и у стенки реактора (2) при газификации автомобильных покрышек в фильтрационном режиме

Эксперименты показали, что при использовании мрамора доля серы в зольном остатке составляла примерно 40%, что в 1.5 раза больше, чем при использовании в качестве теплоносителя химически инертного корунда (примерно 28%). Достаточно высокая доля серы, перешедшей при сгорании в золу при использовании корунда, по-видимому, связана с наличием в золе довольно высокого содержания оксида кальция, способного в условиях наших экспериментов взаимодействовать с серой с образованием достаточно термостойких соединений.

Вид частиц теплоносителя также влияет на выход образующихся смол: при использовании частиц корунда выход смол составлял примерно 50%, а при использовании частиц мрамора – 40 мас.%. Общее распределение серы в продуктах фильтрационного горения приведено в табл. 2.

Таблица 2

Распределение серы в продуктах фильтрационного горения (мас.%)

Вид теплоносителя	Зола	Смола	Газ
Корунд	28	34	38
Мрамор	40	24	36

Эксперименты по динамике выгорания образцов шин в печке показали, что по мере увеличения температуры и времени процесса степень сгорания увеличивается, концентрация углерода в твердом остатке снижается, а концентрация серы – увеличивается. Доля серы (от ее исходного содержания в топливе), остающейся в твердом остатке, при этом снижается.

Данные, полученные в экспериментах по динамике выгорания шин в печке, хорошо количественно совпадают с результатами, полученными в экспериментах по газификации шин. Приведенные на рис. 3 результаты показывают, что, независимо от способа получения твердых продуктов сгорания (в эксперименте при газификации или при окислении в печке), наблюдаются одинаковые тенденции между содержанием углерода и серы, оставшихся в твердых продуктах сгорания.

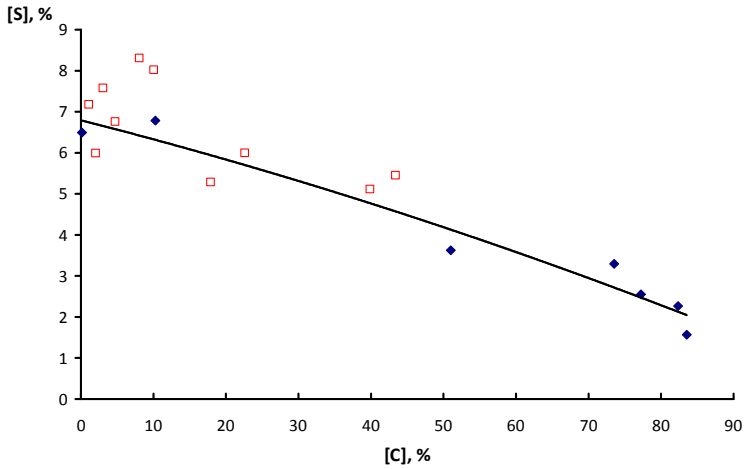


Рис. 3. Соотношение между содержанием углерода [C] и серы [S] в твердых продуктах сгорания (заполненные точки – окисление в печке, незаполненные – газификация)

Измерения элементного состава используемых материалов и образующихся продуктов горения выполнены в АЦКП ИПХФ РАН.

Исследование выполнено при финансовой поддержке программы Президиума РАН № 15 и Государственного задания № 0089-2019-0018.

Литература

1. ГОСТ Р 54095-2010. Ресурсосбережение. Требования к экобезопасной утилизации отработавших шин. М.: Стандартинформ, 2011. – 34 с.

2. Манелис Г. Б., Глазов С. В., Салганский Е. А., Лемперт Д. Б. // Успехи химии. 2012. Т. 81, № 9. С. 855–873.

3. Jiyoung Ahn, Ryan Okerlund, Andrew Fry, Eric G. Eddings // Int. J. of Greenhouse Gas Control. 2011. Vol. 5S. P. S127–S135.

УДК 628.5+662.7

ПОГЛОЩЕНИЕ СЕРНИСТЫХ СОЕДИНЕНИЙ КАЛЬЦИЙСОДЕРЖАЩИМИ СОРБЕНТАМИ ПРИ ГАЗИФИКАЦИИ БУРЫХ УГЛЕЙ

В. М. Кислов[1], Ю. Ю. Цветкова[1], М. В. Цветков[1], Е. Н. Пилипенко[1], М. В. Салганская[1,2]

[1]ИПХФ РАН, г. Черноголовка, Россия
[2]МГУ им. М. В. Ломоносова, г Москва, Россия

Сера содержится практически во всех видах твердых топлив, но если содержание серы в торфе обычно не превышает 1.2%, то в углях и сланцах оно может достигать 12–14%. При термической переработке сера выделяется в виде H_2S и SO_2, загрязняя окружающую среду и вызывая коррозию металлических конструкций, поэтому при выборе путей использования твердых топлив содержание серы является одним из решающих факторов.

Использующиеся на промышленных предприятиях различные системы газоочистки довольно дороги и громоздки. В связи с этим, идет поиск более простых и дешевых способов нейтрализации кислых газов, одним из которых является исследуемый в ИПХФ РАН способ, заключающийся в добавке в перерабатываемый материал кальцийсодержащих сорбентов. Так, например, показано, что добавка в газифицируемый материал кальцийсодержащих сорбентов позволяет поглощать до 80% содержащегося в нем хлора. Образующиеся при этом хлориды кальция остаются в зольном остатке и угрозы для экологии не представляют.

Целью работы являлось экспериментальное исследование возможности поглощения серы на примере Тульского угля с помощью добавок в шихту кальцийсодержащих материалов и поиск их оптимального количества.

Эксперименты проводили в кварцевом реакторе периодического действия диаметром 45 мм (рис. 1). После прогрева электроспиралью нижней части реактора в него начинали подавать воздух, что приводило к формированию волны горения, распространяющейся снизу вверх. Расход воздуха в реактор во время эксперимента поддерживался постоянным и составлял примерно 550 $м^3/(ч·м^2)$. Образующиеся продукты газификации, состоящие из смол пиролиза и газообразных продуктов, сжигались в верхней части реактора, для чего в неё подавали дополнительное количество воздуха. В большинстве экспериментов температуру измеряли у стенки реактора в пяти его сечениях, в ряде экспериментов проводили измерение температуры в центре реактора. В качестве твердой добавки в одной серии экспериментов использовали химически инертные фарфоровые кольца Рашига (5–10 мм), а в другой – частицы мрамора (3–7 мм), способные химически взаимодействовать с соединениями серы.

В ходе эксперимента проводили отбор проб газообразных продуктов. Анализ газообразных продуктов осуществляли с помощью газового хроматографа. Элементный состав исходного угля и образующихся из него продуктов определяли методом сжигания в кислороде.

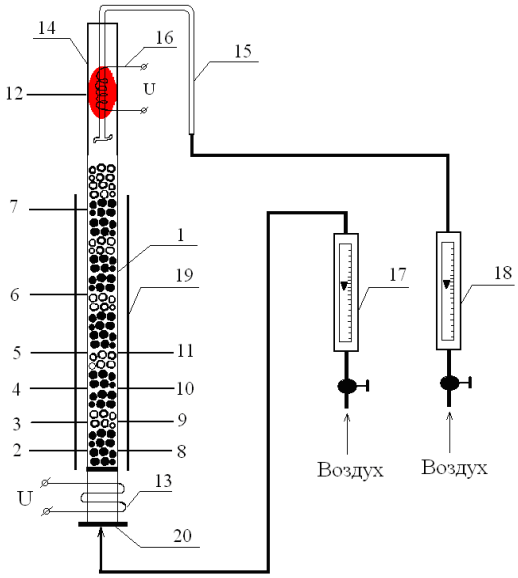


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – реактор, 2–12 – термопары, 13 – инициатор с нагревающей спиралью, 14 – дожигатель продукт-газа, 15 – воздухопровод дожигателя, 16 – электроспираль поджига продукт-газа, 17, 18 – ротаметры, 19 – теплоотражающий экран, 20 – нижний фланец

Элементный анализ Тульского угля показал следующий состав (масс.%): C – 42.62%, H – 3.82%, O – 23.13%, N – 0.78%, S – 2.70%, зола – 26.95%; состав образующейся из него смолы: C – 75.36%, H – 6.76%, O – 10.70%, N – 1.17%, S – 2.90%, зола – 3.11%. Выход смолы составляет примерно 10% от массы угля.

При использовании колец Рашига температура горения в центре реактора растет с увеличением содержания колец Рашига в газифицируемом материале с 1270 до 1400 °C, что может быть связано с аккумулированием тепла кольцами Рашига. Температура у стенки реактора оставалась практически постоянной (~910 °C). При использовании частиц мрамора из-за затрат энергии на разложение карбоната кальция температура горения снижалась. Измерение у стенки реактора показало снижение температуры с 910 до 750 °C. Потеря массы мрамора после сгорания во всех экспериментах составляла 30–33%.

С увеличением содержания обоих видов негорючей добавки доля CO и H_2 снижается, а CO_2 – увеличивается (рис. 2). При добавлении колец Рашига теплота сгорания газообразных продуктов снижается с 3.6 до 2.8 МДж/м^3, а для составов с мрамором – до 2.2 МДж/м^3.

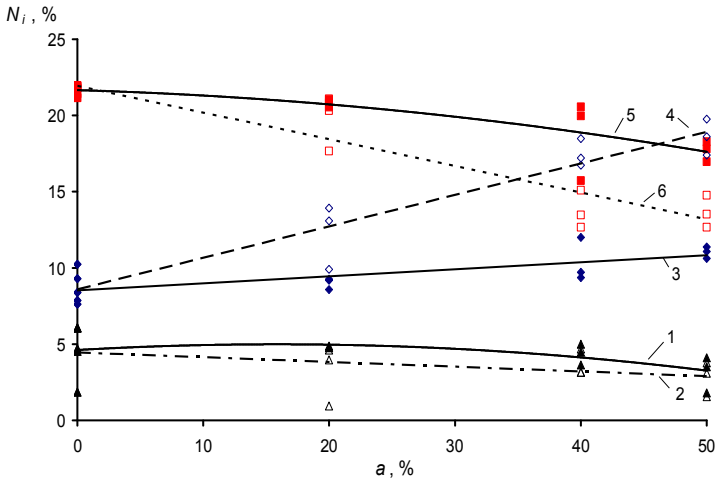


Рис. 2. Зависимость состава газообразных продуктов N_i от содержания негорючей добавки a (добавка – кольца Рашига: 1 – H_2, 3 – CO_2, 5 – CO; добавка – мрамор: 2 – H_2, 4 – CO_2, 6 – CO)

Содержание углерода и серы в твердых продуктах сгорания приведено на рис. 3. Для составов с добавкой колец Рашига содержание углерода и серы в золе по мере увеличения количества вводимой добавки снижается. По-видимому, небольшое увеличение температуры горения приводило к более полному выгоранию углерода и частичному разложению содержащихся в золе веществ, включающих серу. В пользу того, что снижение содержания серы в золе обусловлено разложением соединений серы при увеличении температуры, а не из-за увеличения полноты сгорания топлива, говорит сопоставление с анализом золы, выжженной в печи при температуре 880 ± 30 °С в течение 6 ч, в которой при остаточном содержании углерода 0.14% содержалось 1.18% серы.

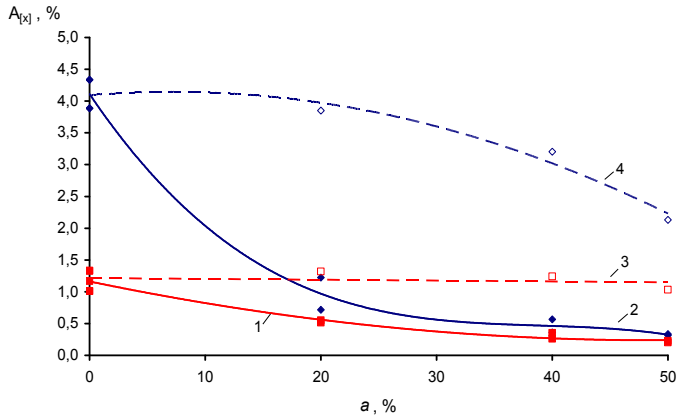


Рис. 3. Содержание компонентов в твердых продуктах сгорания $A_{[x]}$ при различном содержании введенной добавки *a* (добавка – кольца Рашига: 1 – [S], 2 – [C]; добавка – мрамор: 3 – [S], 4 – [C])

При добавлении мрамора, независимо от количества, содержание серы в золе оставалось постоянным. По-видимому, небольшое снижение температуры, вызванное частичным разложением $CaCO_3$, оказалось достаточным для предотвращения распада соединений серы. Более высокое содержание углерода в золе с обожженным мрамором обусловлено присутствием остаточного количества $CaCO_3$. Учитывая, что доля потери веса мрамора во всех экспериментах была примерно одинакова, можно предположить, что снижение содержания углерода по большей части связано с увеличением его полноты сгорания.

На рис. 4 представлены зависимости доли серы, перешедшей в твердые продукты сгорания, от содержания твердой добавки в газифицируемом материале. С увеличением содержания колец Рашига до 50% доля серы в золе угля нелинейно снижается с ~12 до 2%. Для составов с добавкой мрамора содержание серы в зольном остатке линейно увеличивается с ~12 до 37%.

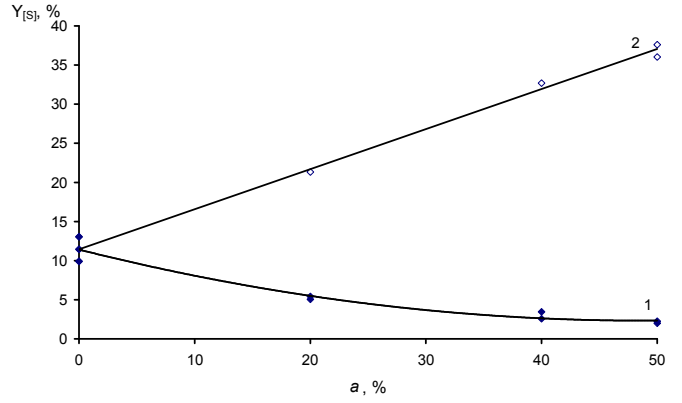


Рис. 4. Зависимость доли серы, перешедшей в твердые продукты сгорания $Y_{[S]}$, от содержания добавки в газифицируемом материале *a* (1 – кольца Рашига, 2 – мрамор)

Учитывая выход смол при газификации Тульского угля и их состав, можно говорить о том, что еще примерно 10–12% содержащейся в угле серы переходит в смолу. Таким образом, распределение серы в продуктах сгорания в наших экспериментах выглядит примерно

следующим образом: от 12 до 37% переходит в твердые продукты сгорания, 10–12% переходит в смолу, а оставшиеся 50–75% серы попадает в газообразные продукты.

Увеличение количества мрамора в газифицируемом материале выше 40–50 мас.% нецелесообразно из-за сильного снижения эффективности газификации.

Измерения элементного состава горючих материалов и образующихся продуктов горения выполнены в АЦКП ИПХФ РАН.

Исследование выполнено при финансовой поддержке программы Президиума РАН № 15 и Государственного задания № 0089-2019-0018.

УДК 621.18

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА ОТ ГОРЕЛОЧНЫХ УСТРОЙСТВ С ПОРИСТОЙ ОБОЛОЧКОЙ

Е. Ф. Кихайогло, К. А. Цой, К. А. Штым

Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, Россия

Совершенствование топочных процессов является приоритетной задачей современного котлостроения. При традиционном камерном сжигании топлива, размеры топочных камер определяются размерами факела, и одним из направлений оптимизации размеров топочных камер является применение беспламенных технологий сжигания топлива. Беспламенное сжигание газообразного топлива основано на принципе рециркуляции тепла от горячих продуктов сгорания к поступающим реагентам внутри твердотельной пористой оболочки, что обеспечивает высокий уровень перехода химической теплоты топлива в излучение пористой оболочки. Работа горелки также характеризуется низкими выбросами загрязняющих веществ и стабильной работой в широком диапазоне концентраций топлива и скоростей потока [1]. Обоснование применяемого метода сжигания топлива заключается в возможности снижения металлоемкости котлов при снижении вредных выбросов в окружающую среду.

В основе работы пористой горелки лежит идея замены внешнего теплообменника, окружающего камеру сгорания, на теплообменник, внутри которого будет происходить сгорание. Эта концепция была впервые продемонстрирована аналитически Такено и Сато [2]. Последующие исследования экспериментально подтвердили их прогнозы. Используя горелку, объединяющую камеру сгорания, содержащую пористую среду, с расположением трубок теплообменника, окружающих ее, они смогли поддерживать горение при скоростях выше, чем скорости горения предварительно нагретых газов – разница определяется внутренней рециркуляцией тепла, обеспечиваемой пористым твердым телом.

Целью данной работы являлось исследование зависимости воспринятого теплового потока от расстояния между поверхностью нагрева и поверхностью горелки.

В основе данного научного исследования лежало предположение о том, что существует некоторое оптимальное расстояние между пористой оболочкой и поверхностью нагрева, при котором будет наблюдаться максимальное удельное тепловосприятие. Подтверждение данной гипотезы означало бы возможность непосредственного контакта между теплоисточником и теплоприемником, и, следовательно, минимального объема топочного пространства.

В экспериментальном исследовании использован калориметрический (или энтальпийный) метод определения воспринятого лучистого теплового потока поверхностью нагрева

[3]. Приборы, основанные на энтальпийном методе, традиционно называются водяными калориметрами. Они применяются при исследовании радиационного теплообмена в камерах сгорания и топках паровых котлов. В данном эксперименте калориметром будет виток трубопровода с проточной водой вокруг пористой матрицы.

Из подающего бака (1) вода самотеком поступает в трубопровод, пройдя контур нагрева, и истекает в приемный бак (6). После пуска водяного контура, осуществлялся розжиг горелки с пористой оболочкой (2). Режим работы горелки задавался температурой поверхности пористой матрицы от 630 и до 1010 °С. В исследовании использовалась пористая оболочка, изготовленная из интерметаллида на основе Ni-Al. После установления стационарного режима работы горелки фиксировались температуры воды в входной (3) и выходной (4) точках водяного контура с помощью медных термосопротивлений, температура на поверхности горелки с помощью хромель-алюмелевой термопары (5) и изменение массы воды за установленный период времени (7) (рис. 1). Эксперимент был выполнен для расстояний между пористой оболочкой и трубой 0,5; 1,5; 3,5; 5,5; 12,5 см.

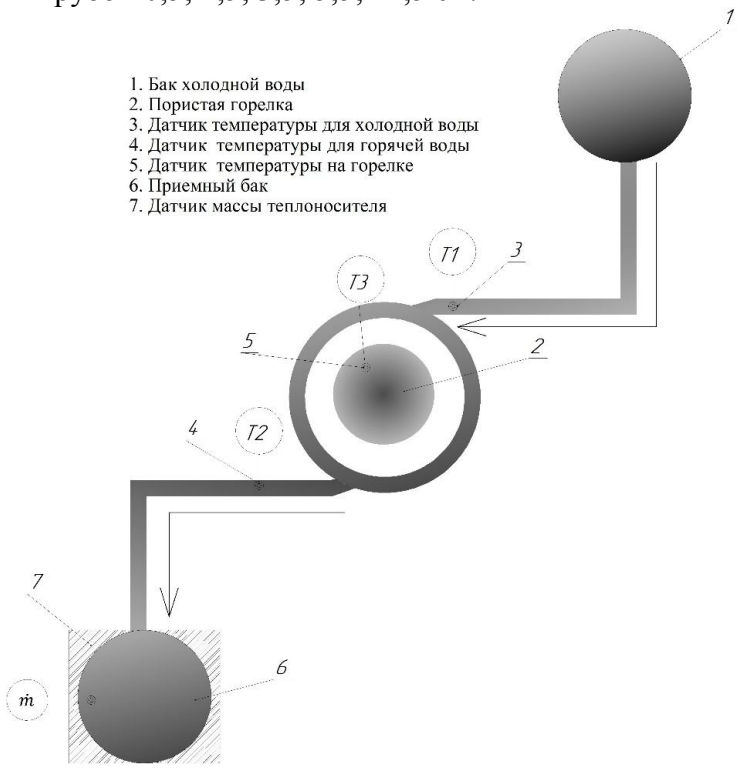


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Удельный воспринятый тепловой поток по калориметрическому методу был рассчитан как

$$Q_к = \dot{m} c_в (t_2 - t_1)/F_{тр}, \text{кВт/м}^2.$$

Результаты экспериментального исследования представлены на рис. 2, где показана зависимость удельного воспринятого теплового потока от расстояния между пористой оболочкой и поверхностью нагрева. Определено, что расстояние между пористой оболочкой и поверхностью нагрева (трубопроводом) оказывает влияние на воспринятый тепловой поток, и чем ближе они находятся друг к другу, тем сильнее проявляется влияние данного параметра. Также следует отметить, что при расстоянии между горелкой и трубой 0,5 см на поверхности трубопровода наблюдалась конденсация водяных паров, содержащихся в уходящих газах. Этот процесс, в свою очередь, также оказывает интенсифицирующее влияние на теплообмен.

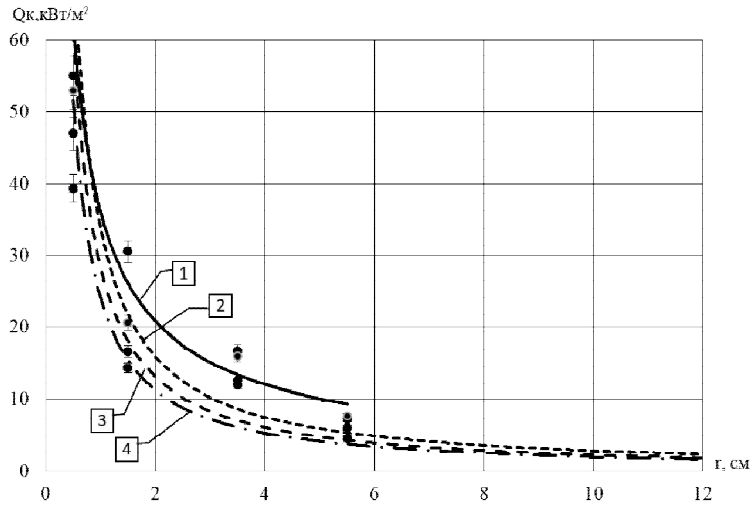


Рис. 2. Зависимость удельного воспринятого потока,Qк, кВт/м^2 от расстояния между поверхностью нагрева и пористой горелкой, r, см: 1 – диапазон температур поверхности горелки 980 °С; 2 – диапазон температур поверхности горелки 890 °С; 3 – диапазон температур поверхности горелки 780 °С; 4 – диапазон температур поверхности горелки 670 °С

Таким образом, экспериментальное исследование подтвердило изначальное предположение, т. е. существует практическая возможность расположить горелочное устройство и поверхность нагрева так, чтобы обеспечить уменьшение габаритов топочной камеры.

Обозначения

$\dot{m}$ – массовый расход воды, кг/с, $c_в$ – теплоемкость воды, ккал/(кг·°С), t_1 и t_2 – температура воды на входе и выходе из поверхности нагрева, °С, $F_{тр}$ – площадь воспринимающей поверхности трубопровода, м^2.

Литература

1. Wood S., Harris A. T. Porous burners for lean-burn applications // Progress in Energy and Combustion Science. 2008. Т. 34, №. 5. С. 667–684.

2. Takeno T., Sato K. An excess enthalpy flame theory. Combust Sci Technol.

3. Геращенко О. А., Федоров В. Г. Тепловые и температурные измерения: справ. пособие. Киев: Наукова думка, 1965. С. 231–233.

УДК 544.034.4

МИГРАЦИЯ ТРАНСФОРМАТОРНОГО МАСЛА ИЗ КОМПОЗИЦИОННОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА НА ПОЛИБУТАДИЕНОВОМ СВЯЗУЮЩЕМ

А. А. Коптелов[1], И. А. Коптелов[2], А. А. Матвеев[1], Ю. М. Милёхин[1], А. А. Рогозина[1]

[1]Федеральный центр двойных технологий «Союз», г. Дзержинский, Россия
[2]Инновационный центр «Баррикады», г. Москва, Россия

В качестве пластификаторов в композиционных энергетических материалах (КЭМ) на полибутадиеновом связующем (HTPB) используют диоктилацилат, диоктиладипат, дибутил-

фталат и другие химические соединения. К пластификаторам ЭМ предъявляются требования совместимости с другими компонентами, низкой упругости насыщенных паров и др. Этим требованиям удовлетворяют определенные марки трансформаторного масла (ТМ) [1]. Масло состоит из сложной смеси углеводородов различного строения (преимущественно парафиновых, ароматических, нафтеновых) и небольшого количества сернистых соединений.

В настоящем докладе рассматривается миграция трансформаторного масла из образцов КЭМ в окружающую газовую среду (аргон). Исследуемый энергетический материал К-2 содержит в своем составе октоген, перхлорат аммония и алюминий. В качестве связующего используется полибутадиен, пластифицированный ТМ. Содержание компонентов в К-2 приблизительно соответствует указанному в работе [2] (таблица данной работы, состав № 3). Общая масса кристаллических компонентов в КЭМ такого типа может достигать 90%. Исследования миграции ТМ проводили методами динамического и изотермического ТГА на совмещенном ТГА/ДСК анализаторе SDT Q600 (TA Instruments). Динамические опыты проводили со скоростями нагрева b = 0.3–10 К/мин, изотермические – при температурах T = 80–150 °C.

Исследуемые образцы имели форму квадратных пластинок площадью 3×3 мм^2 толщиной от 0.5 до 1.05 мм. В динамических экспериментах было определено максимальное содержание летучих веществ в образцах Δm_v. По изотермическим данным рассчитывали степень конверсии $\alpha = (m_o - m)/\Delta m_v$, где m_0 и m – соответственно начальная и текущая масса образца. Экспериментальные зависимости α от времени t для некоторых температур приведены на рис. 1 (сплошные линии). При $T > 170$ °C были получены значения $\alpha > 1$, что свидетельствовало о начале разложения других компонентов К-2.

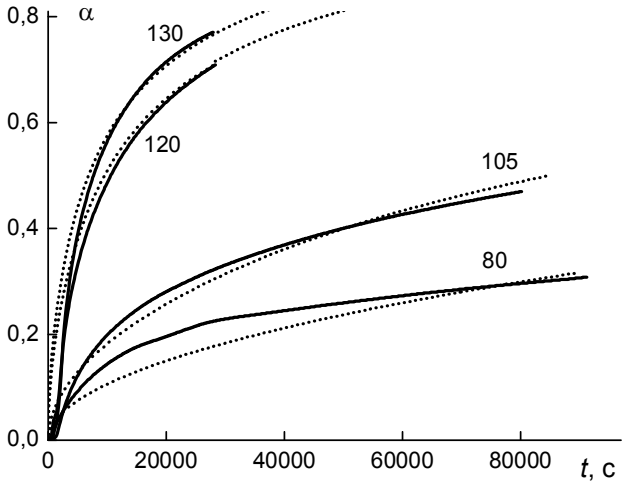


Рис. 1. Зависимость степени конверсии (относительного количества пластификатора α, испарившегося из образцов К-2) от времени термостатирования при температурах, указанных на рисунке (°C): сплошные линии – эксперимент, пунктирные линии – расчет (см. текст)

Кинетика процесса миграции включает стадии диффузии и испарения с поверхности. Выявление лимитирующей стадии миграции необходимо для правильной интерпретации и корректного экстраполирования экспериментальных данных на режимы ускоренных испытаний при повышенных температурах. Для определения лимитирующей стадии может быть использован критерий [3]:

$$Z = \frac{lm*}{2\sigma D}, \qquad (1)$$

где l – толщина образца, см; m* – удельный расход чистого летучего ингредиента, г/(см^2·с); σ – коэффициент равновесной растворимости ингредиента в образце, г/г; D – коэффициент диффузии, см^2/с (обозначения наши). При $Z > 10$ кинетика миграции определяется диффузией, при $Z < 0.6$ – испарением.

Экспериментально при низких температурах параметры испарения масла получить очень сложно. Для расчёта m^* необходимо знать температурную зависимость давления насыщенных паров трансформаторного масла $p_s(T)$. Этот параметр не регламентируется существующими стандартами. Типичное трансформаторное масло состава $C_{21.74}H_{42.88}S_{0.004}$ имеет среднюю молекулярную массу μ = 303.9 г/моль, температуру начала кипения при атмосферном давлении T_b = 300 °C. Расчёт $p_s(T)$ для этого масла проводили по известной формуле Ашворта:

$$\ln\frac{p_S}{p_0} = 6.172\left[1 - \frac{f(T)}{f(T_b)}\right], \tag{2}$$

$$f(T) = \frac{1250}{\sqrt{T^2 + 108000} - 307.6} - 1. \tag{3}$$

В формулах (2) и (3) размерность p_s – Па, размерность T – К; p_0 – атмосферное давление (101325 Па). Наиболее корректный расчёт $m^*(T)$ может быть проведён по формуле Стефана, которая для $p_s \ll p_0$ имеет вид

$$m^* = \frac{D_{sg}\mu p_S}{RTL}, \tag{4}$$

где R – газовая постоянная; L – расстояние от поверхности испарения до точки, где давление паров масла равно нулю; D_{sg} – коэффициент диффузии масла в газе-носителе (аргоне).

Температурную зависимость коэффициента диффузии D_{sg} рассчитывали по эмпирической формуле Фуллера, Шеттлера и Гиддингса:

$$D_{sg} = \frac{10^{-3}T^{1.75}\left[\left(\mu + \mu_g\right)/\left(\mu\mu_g\right)\right]^{0.5}}{p_0\left[\left(\sum V\right)^{1/3} + \left(\sum V_g\right)^{1/3}\right]^2}, \tag{5}$$

где μ и μ_g – молекулярная масса масла и аргона, г/моль; p_0 – давление в физических атмосферах; ΣV – сумма атомных диффузионных объемов элементов масла (C, H, S); ΣV_g – диффузионный объем молекулы аргона.

Для диапазона 20–170 °C расчетные значения m^* возрастают от $9.1\cdot10^{-9}$ до $4.2\cdot10^{-4}$ кг/(м^2·с). Полученные в контрольных опытах расчетные значения удельного расхода чистого ТМ удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Так, при 80 °C они равны соответственно $2.3\cdot10^{-6}$ и $1.5\cdot10^{-6}$ кг/(м^2·с). Отметим, что в течение опыта с чистым маслом скорость его испарения непрерывно убывала (на 13–15% за 300 мин). Это означает, что сначала удаляются легкие фракции масла, затем все более тяжелые. Очевидно, коэффициенты диффузии в этом случае должны зависеть от концентрации пластификатора.

Значения D в формуле (1) нам неизвестны. По аналогам можно предполагать, что в диапазоне от 20 до 170 °C они по порядку величины возрастают от 10^{-14} до 10^{-11} м^2/с. Тогда при σ ≈ 0.5 и типичной толщине образца К-2 l ≈ 0.05 см расчетные значения Z оказываются приблизительно в пределах от ~0.2 до ~8 г/см^3, т. е. либо в зоне лимитирующей области испарения, либо в промежуточной стадии, где скорость миграции определяется одновременно испарением и диффузией. Предварительные значения коэффициентов диффузии ТМ в образцах К-2 можно рассчитать из наклона участков кривых в координатах $\alpha - t^{0.5}$, приблизительно прямолинейных в интервале 3600–10000 с (рис. 2) по формуле

$$D = \frac{\pi l^2}{16}\left(\frac{d\alpha}{d\sqrt{t}}\right)^2. \tag{6}$$

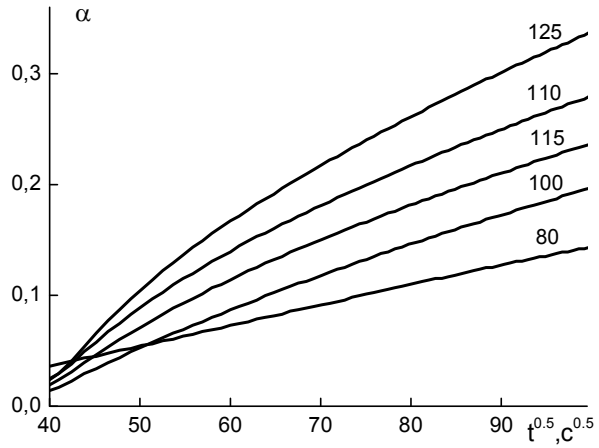


Рис. 2. Зависимость степени конверсии от квадратного корня из времени термостатирования при разных температурах (в °С), и разных толщинах образцов материала К-2

По значениям D при температурах в диапазоне 80–130 °С рассчитаны энергия активации диффузии (E = 55.8 кДж) и предэкспоненциальный множитель ($D_0 = 5.17 \cdot 10^{-5}$ м^2/с). Результаты расчета (D_1) представлены в таблице. Однако полученная зависимость $D(T)$ не позволяет удовлетворительно описать экспериментальные кривые $\alpha(t)$ (расхождения составляют десятки процентов). Поэтому необходим учет зависимости коэффициентов диффузии от концентрации пластификатора.

Коэффициенты диффузии ТМ в материале К-2

T, °С	20	40	60	80	100	120	140	160
D_1, м^2/с	5.9E-15	2.6E-14	9.3E-14	2.9E-13	8.0E-13	2.0E-12	4.6E-12	9.7E-12
D_2, м^2/с	8.0E-15	4.3E-14	1.9E-13	6.9E-13	2.2E-12	6.7E-12	1.6E-11	3.8E-11

Введем следующие обозначения: C_0 – исходная концентрация ТМ в образце К-2, $C(x, t)$ – концентрация к моменту времени t, $\varphi = C(x, t)/C_0$, M_0 – исходная масса пластификатора в образце, $M(t)$ – убыль массы пластификатора к моменту времени t, β - коэффициент испарения. Тогда задача диффузии для условий, когда $D = D(\varphi)$, формулируется так:

$$\frac{d\varphi}{dt} = D\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{dD}{d\varphi}\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2, \tag{7}$$

$$\varphi(x, 0) = 1, \tag{8}$$

$$D\frac{d\varphi}{dx}(0, t) = \beta\varphi(0, t), \quad D\frac{d\varphi}{dx}(l, t) = -\beta\varphi(l, t), \tag{9}$$

$$\alpha \equiv \frac{M(t)}{M_0} = \int_0^l \frac{1 - \varphi(x, t)}{l}\, dx. \tag{10}$$

В предположении $D/\beta << 1$ граничные условия (9) эквивалентны нулевым концентрациям пластификатора на двух плоских поверхностях образца:

$$\varphi(0, t) = 0, \quad \varphi(l, t) = 0. \tag{11}$$

Задачу (7), (8), (11) решали в среде Mathcad, полагая $D = D^*(a + b\varphi^n)$, где D^*, a, b, n – константы, которые находили из условия наилучшего соответствия значений α, рассчитываемых по формуле (10), экспериментальным данным при каждой температуре. В качестве

первого приближения для D^* использовали полученные выше данные для варианта $D \neq D(C)$. При $T > 105$ °C данные расчета и эксперимента удовлетворительно согласуются при $a = 0.2$, $b = 5$, $n = 2$; в области низких температур такого соответствия не наблюдается (пунктирные линии на рис. 1). В связи с этим температурную зависимость D рассчитывали по ее значениям при $T > 105$ °C. Для концентраций $\varphi > 0.9$, представляющих наибольший практический интерес, получены значения $E = 63.9$ кДж/моль, $D_0 = 1.98 \cdot 10^{-3}$ м^2/с. Результаты расчета коэффициентов диффузии (D_2) по этим значениям E и D_0 приведены в третьей строке таблицы.

В связи с неопределенностью лимитирующей стадии миграции найденные значения коэффициентов диффузии для низких температур должны быть скорректированы по результатам экспериментов с образцами материала К-2 иных размеров и формы или по результатам расчета с другими зависимостями $D(C)$.

Литература

1. Цуцуран В. И., Петрухин Н. В., Гусев С. А. Военно-технический анализ состояния и перспективы развития ракетных топлив. М.: МО РФ, 1999. – 332 с.

2. Попок В. Н., Ильиных К. Ф. Тепловой взрыв смесевых энергетических материалов на основе различных горючих – связующих и окислителей // Бутлеровские сообщения. 2013. Т. 33. № 3. С. 42–48.

3. Дедов А. В., Назаров В. Г. Моделирование процесса миграции дибутилфталата из поливинилхлорида // Высокомол. соед. Сер. Б. 2002. Т. 44, № 4. С. 729–732.

УДК 665.754

УЛУЧШЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ И ЭНЕРГОЭКОЛОГИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРОЦЕССОВ ПРОИЗВОДСТВА И СЖИГАНИЯ КОМПОЗИЦИОННЫХ ТОПЛИВ С ПРИМЕНЕНИЕМ ГИДРОКАВИТАЦИОННОЙ АКТИВАЦИИ

О. В. Кравченко, В. А. Гоман, И. Г. Суворова, И. А. Баранов

Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины, г. Харьков, Украина

В настоящее время огневой метод является одним из наиболее эффективных и применяемых технологий обеззараживания влагосодержащих стоков промышленных и коммунальных предприятий, в ходе которого горючие отходы сжигаются, а негорючие подвергаются высокотемпературной обработке (более 1000 °C). При этом токсичные компоненты подвергаются окислению или термическому разложению.

Данные технологии затратные, так как для эффективного обезвреживания вредных химических и биологических веществ, содержащихся в утилизируемых отходах, требуется применение значительного количества дополнительных энергоресурсов. Снижение энергетических затрат на огневое обезвреживание промышленных и коммунальных стоков является актуальной задачей, на решение которой направлена данная научная работа.

Одним из эффективных решений обозначенных проблем может стать применение композиционных топлив в качестве энергоресурса для теплоэнергетической отрасли. В состав таких топливных смесей могут входить различные промышленные стоки или их концентра-

ты: фенольные сточные воды коксохимических предприятий, нефтесмывы, некондиционные углеводороды, отработанные технологические жидкости нефтедобывающей и нефтеперерабатывающей отраслей, отходы углеобогатительных предприятий, коммунальных очистных сооружений, продукты переработки резины, полиэтилена, пластмасс и др.

Высокое содержание влаги в составе топливной смеси значительно усложняет как процессы её производства, так и дальнейшего использования, поскольку композиционное топливо существенно отличается по своим реологическим, физико-химическим и энергетическим показателям от традиционных углеводородных топлив, применяемых в энергетических котлах. Предъявляются повышенные требования к гомогенности получаемых топливных смесей, а также к качеству их распыливания для недопущения механического и химического недожога.

В работе [1] доказано, что использование композиционных топлив, созданных с применением методологии гидрокавитационной активации, позволяет не только осуществлять эффективную утилизацию экологически опасных промышленных отходов огневым методом, но и получать дополнительную тепловую энергию при сжигании топливных смесей данного вида.

Для определения возможности применения композиционных топлив на промышленном энергооборудовании без его существенного переоснащения необходимо детальное изучение влияния гидрокавитационной активации на теплофизические и потребительские свойства создаваемых топливных смесей, а также экологические показатели при их сжигании.

Основными критериями оценки качества топливной смеси являются теплотворная способность, динамическая вязкость, устойчивость к расслоению (стабильность), зольность, а также температура вспышки и воспламенения как показатели пожароопасности применяемого топлива. Поэтому при изучении влияния гидрокавитационной активации на теплофизические и потребительские свойства получаемых композиционных топлив основное внимание необходимо уделять выше обозначенным характеристикам.

С целью исследования влияния гидрокавитационной активации на теплофизические, физико-химические характеристики получаемых искусственных композиционных жидких топлив (ИКЖТ) и энергоэкологические показатели их сжигания, в отделе нетрадиционных энерготехнологий Института проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины разработан и создан мобильный экспериментальный энерготехнологический комплекс (рис. 1) для проведения исследований процессов производства и сжигания топливных смесей, принципиальная схема которого показана на рис. 2. Использование данного комплекса позволяет определять основные показатели энергоэффективности и экологичности разработанных технологий с целью выдачи рекомендаций по их промышленному внедрению для одновременного решения двух взаимосвязанных задач: расширения ресурсной базы жидкого органического котельного топлива и снижения экологической нагрузки на окружающую среду за счет утилизации отходов промышленных предприятий в составе сжигаемых топливных смесей.

Мобильный энерготехнологический комплекс выполнен на транспортировочных платформах для возможности его перевозки к месту проведения пилотных промышленных испытаний технологий создания и сжигания ИКЖТ в производственных условиях. Данный комплекс состоит из трех основных модулей (рис. 2):

– модуль подготовки топливных компонентов (элементы 1, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 15, 22, 2);

– модуль проведения гидрокавитационной активации ИКЖТ (элементы 1, 11, 12, 13, 20, 21, 22);

– модуль сжигания и измерения энергоэкологических показателей ИКЖТ (элементы 2, 14, 16, 17, 18, 19, 23, 24).

Основными элементами данного комплекса для реализации гидрокавитационной активации при создании и сжигании ИКЖТ являются гидрокавитационное устройство 13, гидровихревая форсунка 18 и горелочное устройство 19. Данные устройства разработаны в ИПМаш

НАН Украины [2, 3] с применением метода R-функций при помощи программных продуктов для численного моделирования гидродинамических процессов POLE, FlowER, а также открытой интегрированной платформы OpenFOAM 4.1.

Проведены промышленные исследования процессов производства и сжигания ИКЖТ, созданного на основе кубовых остатков нефтепереработки и иловых осадков коммунальных очистных сооружений. Данные исследования проведены на базе сертифицированной испытательной лаборатории ООО МПВФ «Энергетик» с применением энерготехнологического комплекса (рис. 1) и парового газо-мазутного котла Е-1,0-0,9Г-З(Э).

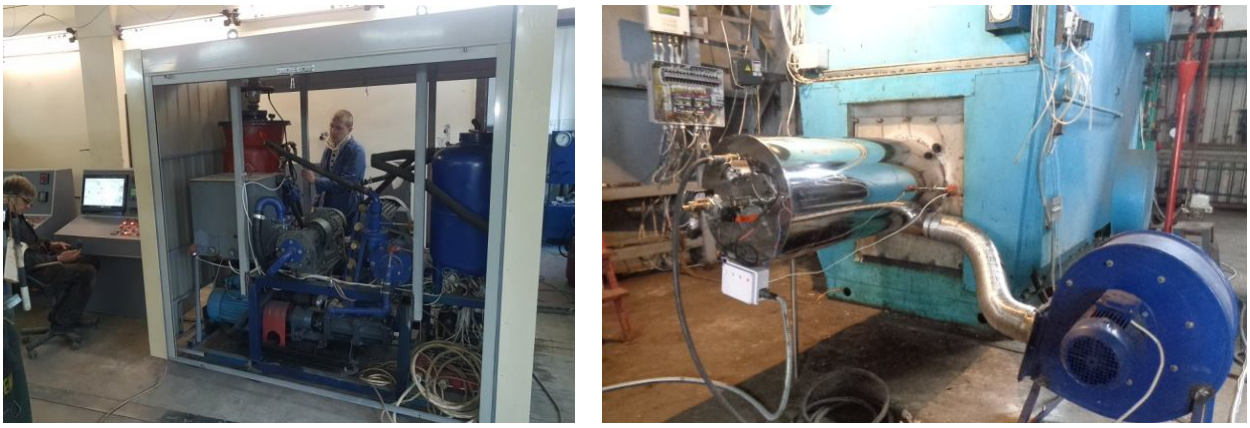


Рис. 1. Мобильный экспериментальный энерготехнологический комплекс для проведения исследований процессов создания и сжигания ИКЖТ

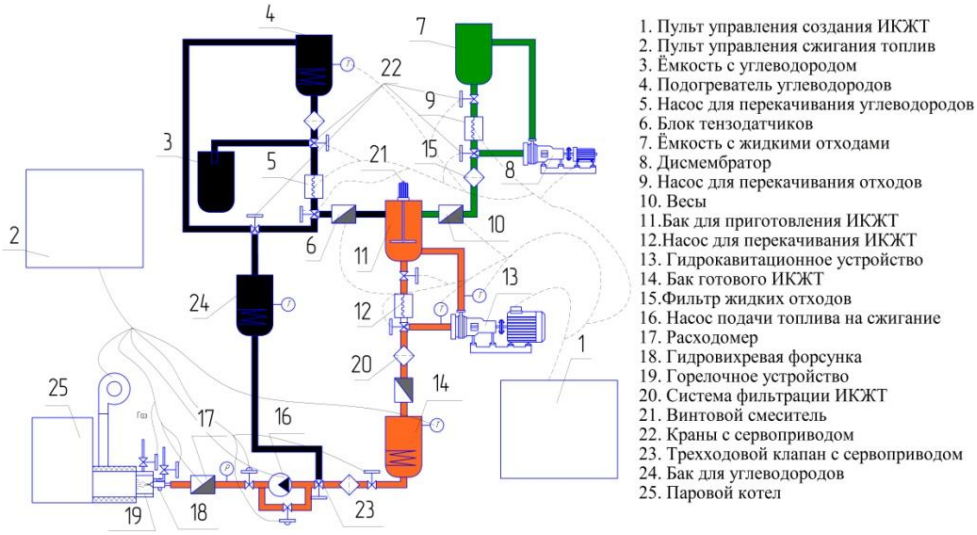


Рис. 2. Принципиальная схема мобильного экспериментального энерготехнологического комплекса для проведения исследований процессов создания и сжигания ИКЖТ

В ходе экспериментальных исследований определена зависимость (рис. 3) изменения теплотворной способности ИКЖТ с добавлением 50 мас.% иловых осадков от интенсивности гидрокавитационного воздействия. Интенсивность гидрокавитационной активации изменялась путем изменения частоты вращения роторов гидрокавитационного устройства [4]. Зависимость (рис. 3) построена путем обработки экспериментальных данных измерения теплотворной способности образцов ИКЖТ по методу наименьших квадратов. Повышение теплотворной способности композиционного топлива в сравнении с предварительно эмульгированной топливной смесью без применения гидрокавитационной активации объясняется тем, что при увеличении скорости вращения роторов гидрокавитационного устройства возрастает гидродинамический напор и окружная скорость обрабатываемого потока, а также увеличе-

ние вязкостного трения и ударно-сдвиговых нагрузок от ударных элементов. За счет такого воздействия в обрабатываемых жидкостях происходит разрыв сплошности среды с образованием парообразных полостей – кавитационных пузырей. Схлопывание кавитационных пузырьков сопровождается возникновением резких локальных повышений температуры и давления со значительными гидравлическими ударами, в результате чего молекула воды переходит в возбужденное состояние с дальнейшим расщеплением на H^+ и гидроксильную группу OH^-. В результате происходит интенсификация протекания таких физико-химических процессов, как гидролиз, гидрогенизация, гидрокрекинг, во время которых образуются новые кислородсодержащие углеводородные соединения.

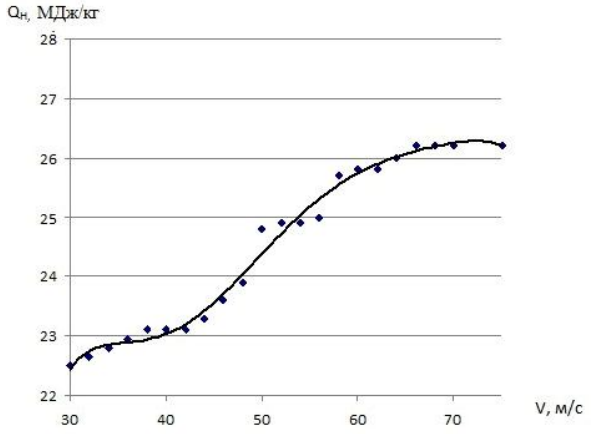


Рис. 3. Зависимость изменения теплотворной способности ИКЖТ от окружной скорости движения ударных элементов рабочих органов гидрокавитационного устройства

Теплофизические характеристики композиционных топлив в различных компонентных соотношениях показаны в таблице. Согласно данным таблицы, динамическая вязкость создаваемых ИКЖТ значительно увеличивается в сравнении с исходными компонентами, что объясняется образованием адсорбционно-сольватного слоя на границе раздела фаз капли топливной смеси.

Теплофизические свойства исследуемых образцов ИКЖТ

Образцы	Влажность, %	Зольность, %	Теплотворная способность, МДж/кг	Динамическая вязкость, мПа·с	Температура вспышки, °С
Кубовые остатки	0,58	0,08	44,0	26	165
ИКЖТ (30% иловых осадков)	22,12	0,88	31,8	318	175
ИКЖТ (35% иловых осадков)	29,80	1,11	30,5	427	180
ИКЖТ (40% иловых осадков)	31,21	1,44	29,4	519	181
ИКЖТ (45% иловых осадков)	37,76	1,47	27,8	612	184
ИКЖТ (50% иловых осадков)	40,46	1,86	26,2	639	186

Определение энергетических показателей процесса сжигания топлива проводилось при помощи вихревого расходомера пара «ИРГА», который установлен на выходном паропроводе котла. Анализ теплотехнических исследований показал, что в случае применения ИКЖТ в качестве энергоресурса экономия углеводородного сырья достигает до 10% при производст-

ве тепловой энергии. Это объясняется тем, что, как показано в работе [5], с увеличением влажности топлива излучение в топке котла от CO_2 уменьшается незначительно, в то время как излучение паров H_2O резко возрастает. Поэтому при переводе действующего котла на сжигание топливных смесей с высоким содержанием влаги теплосодержание топочных газов перед конвективными поверхностями нагрева остается практически неизменным, несмотря на более низкую температуру факела.

Определение состава дымовых газов при сжигании исследуемого топлива осуществлялось при помощи газоанализатора «ОКСИ» 5М-5НД CO_2. Сравнение полученных результатов с действующими нормативами предельно допустимых концентраций вредных веществ при сжигании ИКЖТ показало полное соответствие современным экологическим требованиям. Таким образом, доказано, что применение данного вида энергоресурсов решает не только проблему утилизации экологически опасных промышленных и коммунальных отходов, но и энергетическую задачу получения дополнительной тепловой энергии при использовании вторичных энергоресурсов.

Выводы. При необходимости утилизации значительного количества экологически опасных отходов одним из эффективных решений данной проблемы может стать применение в теплоэнергетической отрасли композиционных топлив. В состав таких топливных смесей могут входить некондиционные углеводороды и промышленные стоки различного происхождения. Одним из наиболее эффективных методов получения композиционных топлив с улучшенными теплофизическими и потребительскими свойствами является гидрокавитационное воздействие.

Проведены промышленные исследования процессов производства и сжигания ИКЖТ, созданных при помощи гидрокавитационной активации, на основе кубовых остатков нефтепереработки и иловых осадков очистных сооружений. Результаты данных исследований показали, что топливные смеси, полученные с применением гидрокавитационной активации, имеют улучшенные теплофизические и потребительские свойства. Применение ИКЖТ в качестве энергоресурса на теплогенерирующем оборудовании позволяет не только решать экологическую задачу огневой утилизации промышленных стоков, но и получать дополнительную тепловую энергию.

Литература

1. Kravchenko O., Suvorova I., Baranov I., Goman V. Hydrocavitational activation in the technologies of production and combustion of composite fuels // Eastern-European J. of Enterprise Technologies. 2017. Vol. 88. No. 4/5. P. 33–42.

2. Knickle H. N., Kravchenko O., Baranov I., Suvorova I. Non-conventional methods of obtaining combustible liquid fuels // Spring Meeting & 11th Global Congress on Process Safety. 2015. (56^{d}, 7 p.).

3. Suvorova I. G., Kravchenko O. V., Baranov I. A., Goman V. A. Innovative Technologies for Utilization and Disinfection of Waste to Ensure Sustainable Development of Civilization // European J. of Sustainable Development. Rome, 2018. Vol. 7, No. 4. P. 423–434.

4. Пат. 113894 (Україна), МПК B01F /16 Гідрокавітаційний пристрій для обробки рідин / Кравченко О. В., Гоман В. О, Сімбірський О. В., Момот В. І.; заявник і патентоутримувач Інститут проблем машинобудування НАН України. № а 2015004466; заявл. 07.05.2015; опубл. 27.03.2017. Бюл. № 6.

5. Делягин Г. Н., Давыдова И. В. Сжигание твердого топлива в виде водоугольных суспензий // ЦНИЭИ Уголь. М., 1969. – 47 с.

УДК 54.03

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕХАНОАКТИВАЦИОННОГО ИЗМЕЛЬЧЕНИЯ НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ ОПИЛОК СОСНЫ

А. В. Кузнецов[1], Е. Б. Бутаков[1], П. Е. Плюснин[2], О. И. Ломовский[3]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе, г. Новосибирск, Россия
[2]Институт неорганической химии им. А. В. Николаева, г. Новосибирск, Россия
[3]Институт химии твердого тела и механохимии, г. Новосибирск, Россия

В данной работе проводится исследование влияния эффекта механоактивационного измельчения на воспламенение и термическое разложение опилок сосны по двум методикам: самовоспламенение в вертикальной трубчатой печи (рис. 1) и термогравиметрический анализ (рис. 2, 3). Считается, что образование свободных радикалов в соединениях лигнина положительно влияет на исследуемые процессы, в работе предлагается более подробно изучить и оценить этот эффект.

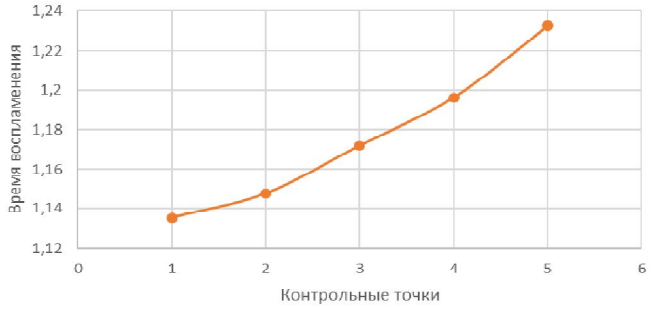


Рис. 1. Зависимость времени воспламенения от времени выдержки после помола, обозначенного контрольными точками: 1 – 1 ч после помола, 2 – 2 ч, 3 – 3 ч, 4 – 2 дня, 5 – исходный (не активированный помол)

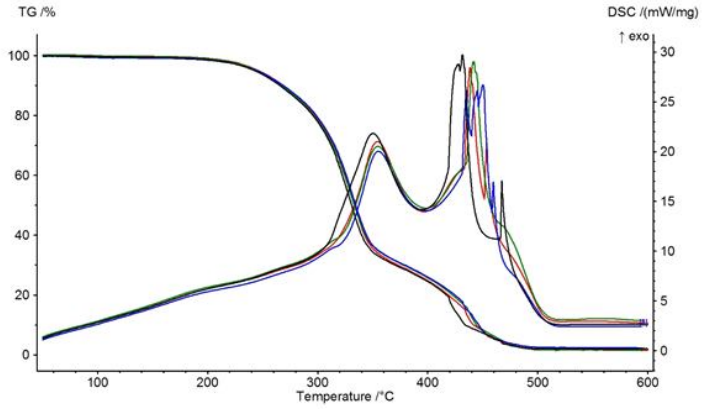


Рис. 2. Термическое разложение образцов опилок, подвергнутых механоактивационному измельчению в зависимости от времени после помола. Черная кривая – 1 ч после помола, красная – 3 ч, зеленая – 5 ч, синяя – 20 ч

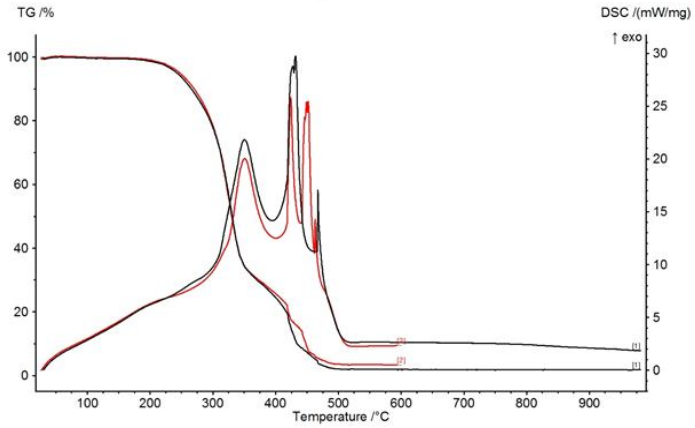


Рис. 3. Термическое разложение образцов опилок исходного и механоактивированного помола. Черная кривая – 1 ч после помола, красная кривая – исходный помол

Термический анализ образцов древесины проводился на термовесах Netzsch Thermal Analyzer TG209F3 [1, 2]. Кривые потери массы процессов горения были получены в потоке смеси аргона и кислорода (40 + 10 мл/мин); скорость нагрева 20 К/мин, использовали корундовый тигель объемом 300 мкл, массы образцов составляли 5±0,1 мг.

На рис. 2 и 3 приведены результаты исследования процессов термического разложения опилок. Следует отметить небольшие изменения в процессах, а именно свежий помол (черная кривая на рис. 2) начал разлагаться при более низких температурах, чем выдержанные образцы, также следует отметить более полное выгорание механоактивированного образца (рис. 3, черная кривая).

Работа выполнена за счет средств РФФИ в рамках проекта 18-29-24028 мк.

Литература

1. NETZSCH Proteus Thermal Analysis v.6.1.0 – NETZSCH-Gerätebau GmbH-Selb/Bayern, Germany.

2. Moukhina E. Determination of kinetic mechanisms for reactions measured with thermoanalytical instruments // J. Therm. Anal. Calorim. 2012. No. 109. P. 1203–1214.

УДК 536.2:532.5

ТЕПЛОПЕРЕНОС В РЕЗЕРВУАРЕ ДЛЯ ХРАНЕНИЯ МАЗУТА НА ТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЯХ С ЛОКАЛЬНЫМ ПОДОГРЕВОМ ТОПЛИВА

Г. В. Кузнецов, В. И. Максимов, С. А. Кузнецова

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Введение. Основные проблемы использования (выгрузка, хранение, транспорт) мазута на тепловых электростанциях в холодные периоды года связаны с зависимостью вязкости этого топлива от температуры [1]. При подготовке мазута к сжиганию зимой, как правило, расходуется много энергии на его нагревание до температуры, соответствующей эксплуатационным режимам. До сих пор выбор технологических параметров и схем нагрева такого жидкого топлива в основном осуществляется с использованием относительно простых моделей [2], не учитывающих возможный пространственный характер распределения температуры в условиях локального нагрева больших объемов. В то же время, вероятно, могут быть снижены энергозатраты на разогрев мазута за счет оптимального выбора схемы и условий теплообмена в резервуаре для его хранения. Но такой выбор по результатам только экспериментальных исследований затруднен. Целесообразно моделировать систему терморегулирования в резервуаре для хранения мазута с использованием систем уравнений, описывающих процессы теплопроводности и конвекции, происходящие в системе жидкий мазут – источник тепла – стенка резервуара для хранения мазута.

Задача установления тепловых режимов резервуаров с мазутом имеет много общего с задачей свободной конвекции в полости с проводящими стенками и локальным источником энергии [3]. Особенностями теплопереноса при движении мазута являются его высокая плотность (по сравнению с газами [2]) и зависимость вязкости от температуры. В такой постановке нагрев несжимаемой вязкой жидкости в резервуаре для хранения мазута практически не изучался.

Цель работы – анализ нестационарного режима хранения и нагревания мазута с использованием модели теплопереноса, учитывающей теплопроводность, естественную конвекцию, локальный нагрев и теплоотвод через теплопроводные и аккумулирующие тепло стенки.

Постановка задачи. Рассматривается резервуар для хранения мазута (рис. 1) прямоугольной формы с горизонтальными и вертикальными стенками конечной толщины и источником тепла с заданной температурой поверхности на нижней границе. В начальный момент температура топлива больше начальной температуры стенок и окружающей среды. Предполагается, что на границах жидкость–твердая стенка выполняются условия идеального контакта, на внешних границах – условия отвода тепла в окружающую среду.

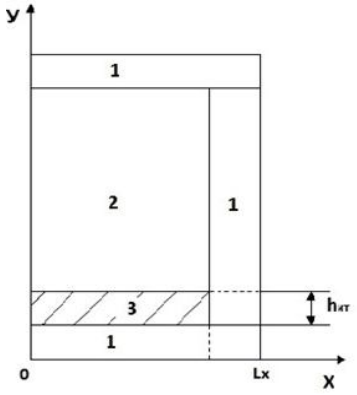


Рис. 1. Область решения: 1 – стенка резервуара, 2 – мазут, 3 – источник тепловыделения

Математическая модель и метод решения. Сформулированная задача в плоской постановке описывается системой двухмерных нестационарных уравнений Навье–Стокса, уравнением энергии для жидкости (мазут) и уравнением теплопроводности для железобетонной стенки резервуара, по аналогии с [3]:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau}+U\frac{\partial \Omega}{\partial X}+V\frac{\partial \Omega}{\partial Y}=\frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2}\right)+\frac{\mathrm{Gr}}{\mathrm{Re}^2}\left(\frac{\partial \Theta}{\partial X}\right), \tag{1}$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau}+U\frac{\partial \Theta}{\partial X}+V\frac{\partial \Theta}{\partial Y}=\frac{1}{\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}}\left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2}\right), \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2}=\Omega, \tag{3}$$

$$\frac{1}{\mathrm{Fo}}\frac{\partial \Theta}{\partial \tau}=\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2}, \tag{4}$$

где X, Y – безразмерные координаты; τ – безразмерное время; U, V – безразмерные скорости; Θ – безразмерная температура; Ψ – безразмерный аналог функции тока; Ω – безразмерный аналог вихря скорости; $\mathrm{Gr}=g\beta L^3\Delta T/\nu^2$ – число Грасгофа; β – температурный коэффициент объемного расширения; g – ускорение, создаваемое массовыми силами; ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости; $\mathrm{Re}=2V_{in}L/\nu$ – число Рейнольдса; $\mathrm{Pr}=\nu/a_f$ – число Прандтля; $\mathrm{Fo}=a_w t_0/L^2$ – число Фурье; a – коэффициент температуропроводности (f – для жидкости, w – для твердой фазы);

Начальные условия для системы уравнений (1)–(4):

$$\Psi\left(X,Y,0\right)=0,\ \Omega\left(X,Y,0\right)=0,\ \Theta\left(X,Y,0\right)=0. \tag{5}$$

Граничные условия:

на внешнем контуре рассматриваемой области и на границах локального источника тепла устанавливаются граничные условия второго рода

$$\frac{\partial\Theta}{\partial n}=\mathrm{Ki}; \tag{6}$$

на оси симметрии $X=0$

$$\frac{\partial\Theta}{\partial X}=\Omega=\Psi=0; \tag{7}$$

на внутренних границах раздела стенка–жидкость

$$\Psi=0,\ \ \frac{\partial\Psi}{\partial X(Y)}=0,\ \ \Theta_w=\Theta_f,\ \ \frac{\partial\Theta_w}{\partial X(Y)}=\lambda_{w,f}\frac{\partial\Theta_f}{\partial X(Y)}, \tag{8}$$

здесь $\mathrm{Ki}=\dfrac{qL}{\lambda_w\left(T_{it}-T_0\right)}$ – число Кирпичева; λ_w – коэффициент теплопроводности материала стенки; $\lambda_{w,f}$ – относительный коэффициент теплопроводности; q – тепловой поток на внешних границах области решениях, L – длина полости по оси x; T_0 – температура жидкости и твердого тела в начальный момент времени; T_{it} – температура входного потока;

Краевая задача (1)–(4) с соответствующими граничными и начальными условиями решалась конечно-разностным методом с использованием алгоритма [4], предназначенного для численного решения нелинейных задач тепломассопереноса с неоднородными граничными условиями.

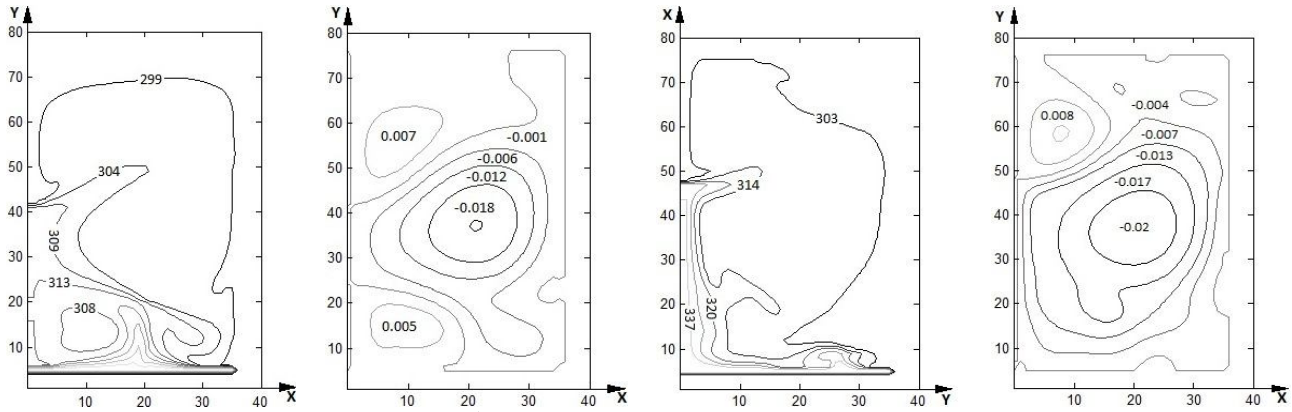
Уравнения (1)–(4) решались последовательно. Каждый временной шаг начинался с расчета поля температуры в жидкой и твердой фазах (2), (4), а затем решалось уравнение Пуассона (3) для функции тока. Далее определялись граничные условия для вектора вихря и решалось уравнение движения (1).

Анализ результатов численного моделирования.Численные исследования были проведены при значениях: $T_0 = 293$ K, $253 \le T_e \le 293$ K, $100 \le q \le 150$ кВт/м^2. Диапазоны изменения размерных характеристик были выбраны из условия соответствия диапазону изменений параметров при эксплуатации таких систем в реальных условиях.

На рис. 2 представлены типичные результаты численных исследований в виде изолиний функции потока и температурных полей. Видно образование трех вихрей в центральной части резервуара в результате естественной конвекции при тепловом потоке на источнике тепла q = 100 кВт/м^2. Этот характер образования вихрей обусловлен теплоотводом на правой вертикальной границе резервуара (задача решается в осесимметричной постановке). Основная масса жидкости в процессе нагревания поднимается к верхней части резервуара вблизи его оси симметрии, а охлажденное (в результате теплоотвода по вертикальной внешней границе) топливо перемещается вниз. В этом случае наглядно видно, что, например, при времени прогрева около 3600 с поле температур мазута не является однородным (существуют довольно значительные температурные градиенты). Максимальная температура, до которой топливо успевает прогреться при таких временах, составляет $T_{\max}$ = 320 K, а минимальная температура равна $T_{\min}$ = 295 K.

Увеличение интенсивности потока тепловой энергии на нижней границе (рис. 2) до 150 кВт/м^2 приводит к значительным изменениям как гидродинамики течения, так и температуры. Как следствие, становится значительно интенсивным вихреобразование в централь-

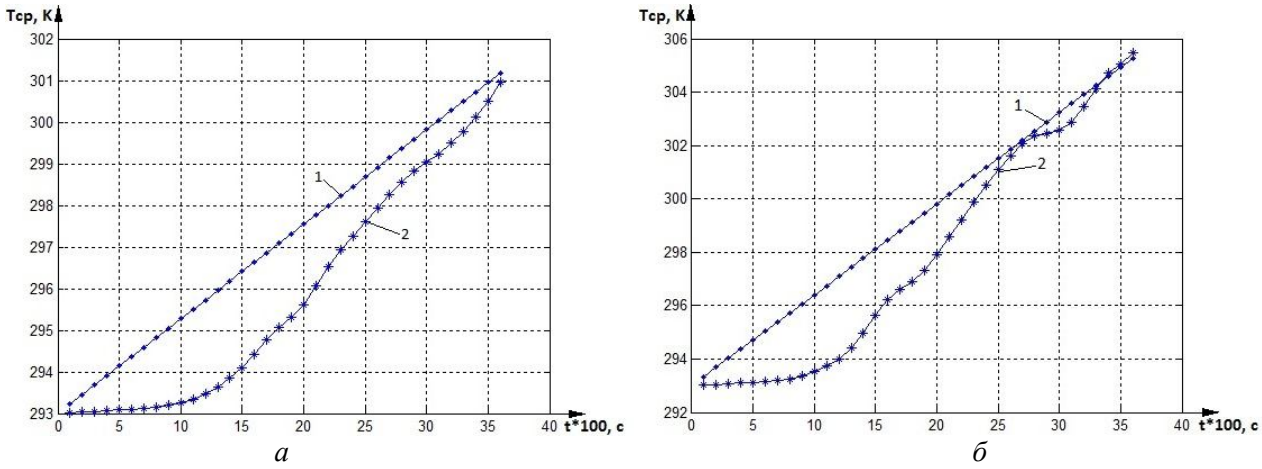
ной части резервуара, и, соответственно, топливо нагревается до более высоких значений температуры. Также стоит отметить довольно очевидную асимметрию температурного поля, которая обусловлена теплоотводом на внешней вертикальной границе резервуара. Максимальная температура нагреваемого в течение 3600 с мазута будет 337 К, а минимальная – 299 К.



а *б* *в* *г*

Рис. 2. Распределение температуры (*а*, *в*) и изолинии функции тока (*б*, *г*) при q = 100 кВт/м^2 (*а*, *б*) и 150 (*в*, *г*)

Для обоснования целесообразности использования математической модели (1)–(8) для определения температурных полей рассчитаны средние по объёму резервуара температуры мазута в рамках модели (1)–(8) и балансным методом [2] (рис. 3).



а *б*

Рис. 3. Зависимости средней по объёму резервуара температуры мазута от времени, рассчитанные балансным методом (1) и с использованием модели (1)–(12) (2): *а* – q = 100 кВт/м^2, *б* – 150

Заключение. В ходе проведения численного моделирования теплового режима мазутохранилища выявлено, что при локальном нагреве мазута (с нижней границы резервуара) и наличии теплопотерь в окружающую среду через его стенки может возникать существенный температурный перепад по высоте хранилища. Так, например, при тепловом потоке интенсивностью 150 кВт/м^2 в течении 4000 с в нижней части резервуара мазут нагревается до 337 К а в верхней всего лишь до 303 К, несмотря на то, что происходит движение жидкости в результате термогравитационной конвекции. Это движение малоинтенсивное из-за высокой вязкости ненагретого мазута, которая сильно зависит от температуры в этом температурном диапазоне, что приводит к слабому перемешиванию жидкости в резервуаре и, соответственно, к медленному выравниванию температурного поля во всём объёме. Этот процесс увеличивает время прогрева резервуара с мазутом до значения температуры, необходимой для

транспортировки топлива к топочным устройствам, хотя жидкость в нижней части резервуара уже прогрелась до необходимой температуры.

Математическое моделирование в рамках сформулированной постановки даёт возможность выявить оптимальные тепловые режимы нагрева мазута в хранилище до необходимой для его транспортировки температуры, оценить локальный перегрев топлива, времена его нагрева и, соответственно, затраты энергии на его транспорт.

Литература

1. ТЭК и экономика регионов России: справочник : в 7 т. М.: Энергия, 2007.
2. Назмеев Ю. Г. Мазутные хозяйства ТЭС. М.: Изд-во МЭИ, 2002.
3. Кузнецов Г. В., Шеремет М. А. Двумерная задача естественной конвекции в прямоугольной области при локальном нагреве и теплопроводных границах конечной толщины // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2006. Т. 41, № 6.
4. Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984. – 288 с.

УДК 621.577

КОГЕНЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА УТИЛИЗАЦИИ ТЕПЛОТЫ СБРОСНОЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ВОДЫ ПРОМПРЕДПРИЯТИЯ

М. А. Кузнецов, Д. Х. Харлампиди, В. А. Тарасова

Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины, г. Харьков, Украина

Эффективное использование сбросной теплоты промышленных предприятий связано с созданием современного теплоутилизационного оборудования, позволяющего не только снижать потребление дорогого и дефицитного органического топлива промпредприятием, но и уменьшать тепловое загрязнение окружающей среды [1]. Поэтому актуальным является внедрение в промышленности технических средств для экономии органического топлива путем привлечения в энергетический баланс промышленных предприятий больших количеств генерируемой ими сбросной теплоты. Глубокая утилизация теплоты сбросной технологической воды промпредприятия может быть реализована в когенерационной системе в составе паротурбинной установки (ПТУ) и водоаммиачной абсорбционной теплонасосной установки (АТНУ) (рис. 1).

Паротурбинная установка состоит из парогенератора (ПГ), турбины (Т) с электрогенератором (Э) и питательного насоса (ПН). В состав АТНУ входят: генератор (Г), дефлегматор (Д), конденсатор (К), абсорбер (А), насос крепкого раствора (Н) и два терморегулирующих вентиля (ТРВ). Конденсатор-испаритель (К-И) является общим элементом, объединяющим обе установки. Для паротурбинной установки он выполняет функцию конденсатора, а для теплонасосной установки – испарителя.

Когенерационная теплоутилизационная система работает следующим образом. Греющая технологическая вода с температурой 175–215 °С поступает в парогенератор ПТУ, где за счет её теплоты обеспечивается выработка насыщенного водяного пара. Тепловая энергия пара превращается в механическую энергию вращения вала турбины, на котором установлен

электрогенератор, вырабатывающий электроэнергию. После турбины отработанный пар с температурой 30–45 °С конденсируется в конденсаторе-испарителе и конденсат питательным насосом перекачивается в парогенератор. Греющая технологическая вода после парогенератора с температурой 130–160 °С направляется в генератор теплового насоса, где охлаждается до 70–80 °С, отдавая теплоту водоаммиачному раствору, и отводится из системы. В генераторе крепкий водоаммиачный раствор кипит и его пар поступает в дефлегматор, где в результате снижения его температуры за счет подвода части обратной сетевой воды с температурой 30–40 °С происходит частичная его конденсация. Образовавшийся конденсат (флегма) отводится обратно в генератор, а оставшийся пар более высокой концентрации направляется в конденсатор теплового насоса, где конденсируется при температуре 40–50 °С за счет подвода остальной части обратной сетевой воды. Сетевая вода подогревается в конденсаторе и дефлегматоре до 60–65 °С. Жидкость, полученная в конденсаторе теплового насоса, дросселируется в ТРВ-1, и при температуре 15–30 °С парожидкостная смесь направляется в конденсатор-испаритель, где осуществляется процесс испарения жидкой фазы раствора. Образовавшийся пар с температурой 25–40 °С поступает в абсорбер, куда из генератора через ТРВ-2 подается также слабый водоаммиачный раствор. В абсорбере происходит поглощение пара слабым раствором, в результате чего концентрация раствора повышается, и крепкий водоаммиачный раствор насосом перекачивается в генератор. Процесс абсорбции сопровождается выделением теплоты, благодаря чему температура прямой сетевой воды на выходе абсорбера достигает 90 °С.

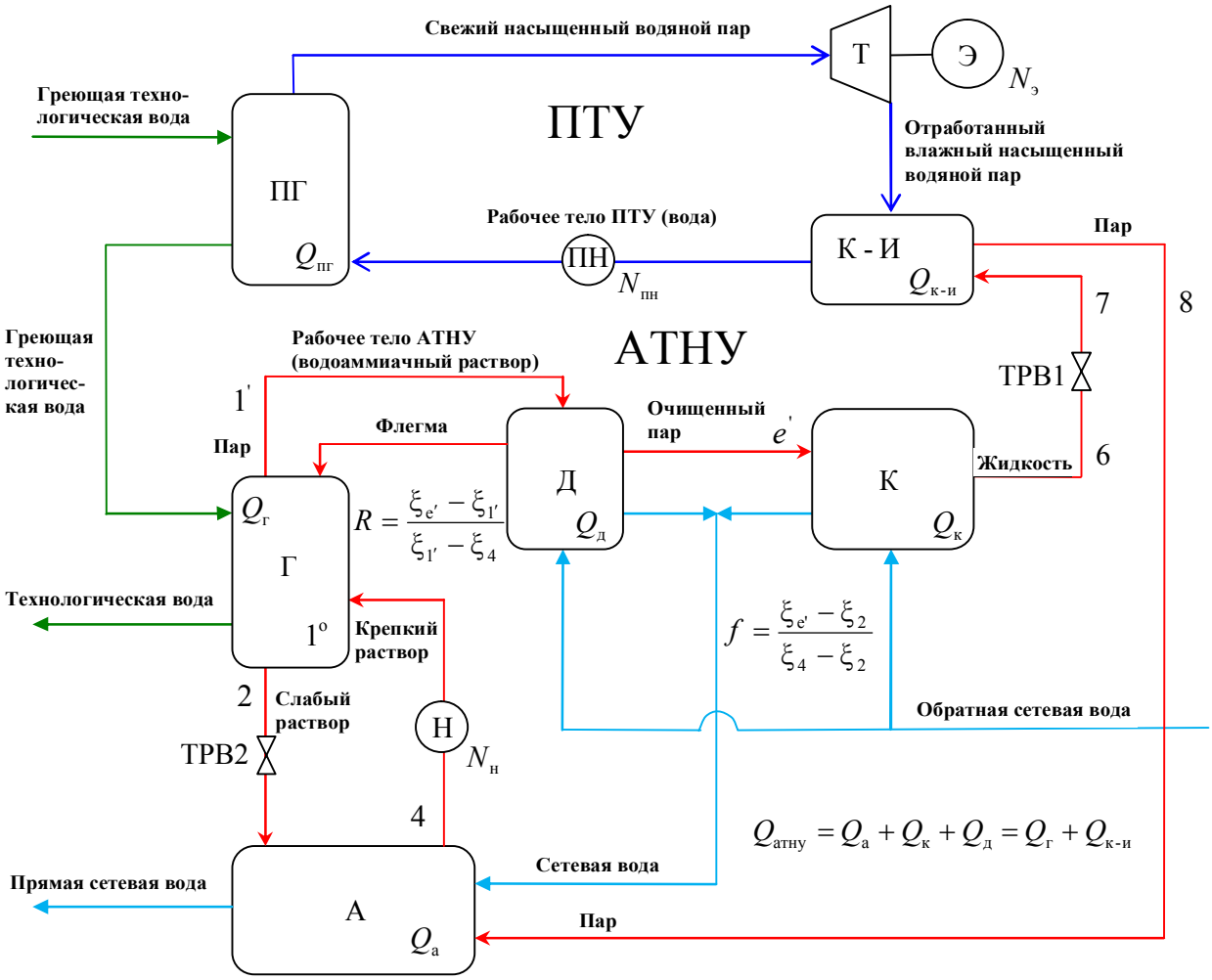


Рис. 1. Когенерационная система в составе паротурбинной установки и абсорбционной теплонасосной установки

На основе математического моделирования тепло- и массообменных процессов, происходящих в рассматриваемой когенерационной системе, построен программный комплекс расчета её термодинамических и эксергетических характеристик. Проведен численный эксперимент для прогнозирования режимов работы когенерационной системы с учетом влияния температур конденсации отработанного водяного пара в паротурбинной установке $T_{к.ПТУ}$, греющей технологической воды на входе в парогенератор $T_{тв1}$ и обратной сетевой воды на входе в тепловой насос $T_{св1}$, а также массового расхода сетевой воды $G_{св}$. Для этого был составлен 4-блочный центроидный план варьирования этих четырех факторов. Некоторые результаты расчетов представлены на рис. 2 и 3.

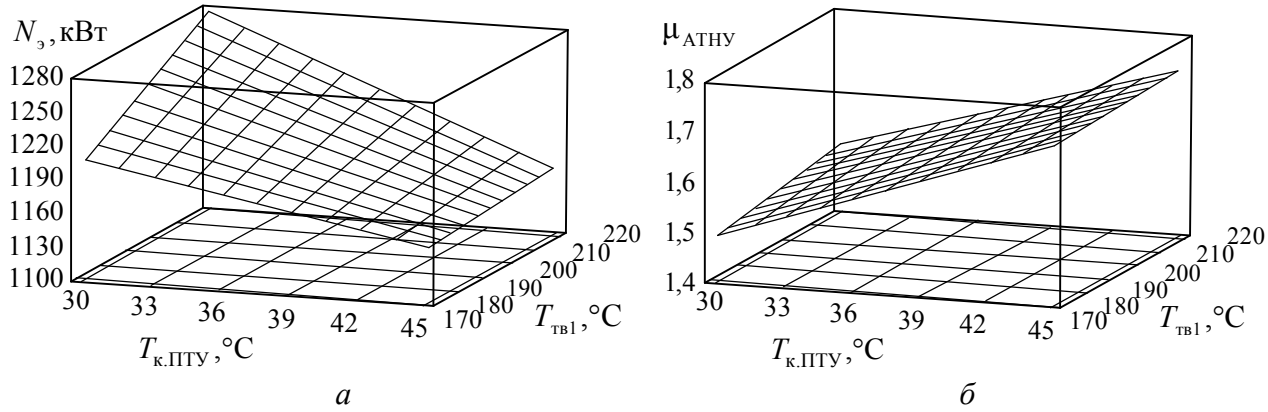


Рис. 2. Влияние варьируемых факторов $T_{к.ПТУ}$ и $T_{тв1}$ на: *а* – электрическую мощность паротурбинной установки $N_э$; *б* – коэффициент трансформации АТНУ $\mu_{АТНУ}$

Из рис. 2, *а* видно, например, что с уменьшением температуры $T_{к.ПТУ}$ вследствие улучшения вакуума в конденсаторе–испарителе и повышения срабатываемого теплоперепада в паровой турбине увеличивается выработка электроэнергии и повышается КПД ПТУ. Однако коэффициент трансформации АТНУ при этом снижается (рис. 2, *б*). Несмотря на это, эксергетический КПД всей когенерационной системы растет (рис. 3).

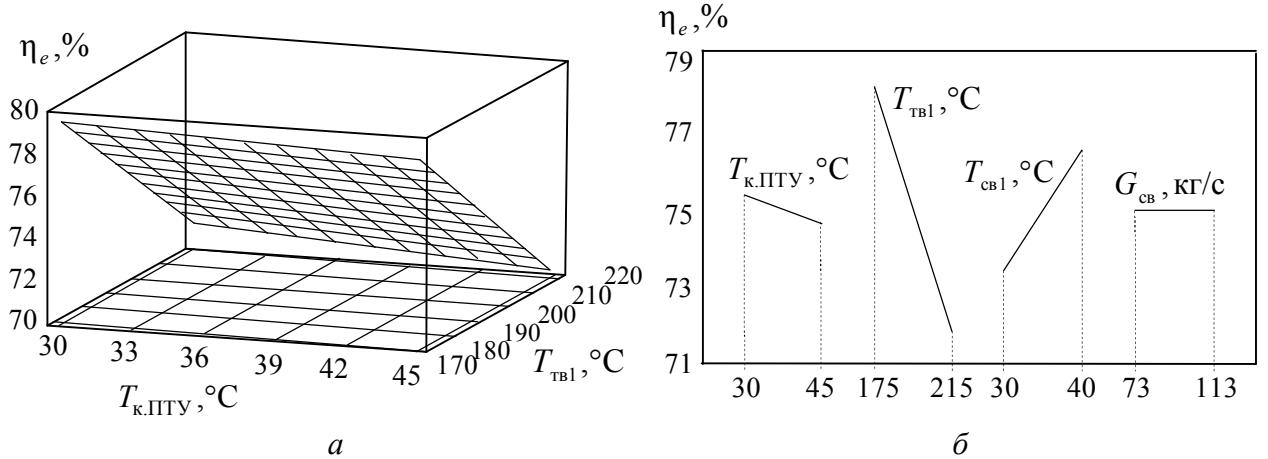


Рис. 3. Эксергетический КПД когенерационной системы η_e: *а* – при варьировании $T_{к.ПТУ}$ и $T_{тв1}$; *б* – при изменении $T_{к.ПТУ}$, $T_{тв1}$, $T_{св1}$, $G_{св}$

Происходит перераспределение отопительной нагрузки от конденсатора АТНУ к абсорберу и дефлегматору, эксергетический КПД которых намного ниже, чем у конденсатора, вследствие наличия потерь от необратимости массообменных процессов при ректификации и неполноты процесса поглощения пара в абсорбере из-за конечного времени контакта пара и раствора.

Вопросы эксергоэкономической оптимизации данной системы целесообразно решать структурно-вариантным методом [2] на основе использования коэффициентов структурных связей, с помощью которых можно рассматривать каждый элемент в отрыве от системы. В связи с этим получено обобщенное регрессионное уравнение функциональной взаимосвязи эксергетических КПД элементов системы и всей системы в целом:

$$\eta_e = 21,6061878204346 - 0,395117491483688\eta_{e.т} + 0,865216732025146\eta_{e.пг} -$$
$$-0,387229800224304\eta_{e.к\text{-}и} + 0,116352297365665\eta_{e.г} + 0,316142529249191\eta_{e.д} +$$
$$+0,0221583619713783\eta_{e.к} + 0,3693511759758\eta_{e.а}.$$

Проанализированы коэффициенты влияния эксергетических КПД элементов на термодинамическое совершенство всей системы. Наиболее влиятельными элементами при последующей оптимизации являются парогенератор ПТУ и конденсатор АТНУ.

Из результатов расчетов видно, что данная когенерационная система обеспечивает утилизацию теплоты с достаточно низкими потерями во всем рассматриваемом диапазоне изменения варьируемых параметров. Это объясняется тем, что низкопотенциальная теплота конденсации отработанного водяного пара в конденсаторе-испарителе превращается в теплоту, пригодную для практических целей – отопления и горячего водоснабжения.

Литература

1. Галимова Л. В. Абсорбционные холодильные машины и тепловые насосы. Астрахань: АГТУ, 1997. – 226 с.

2. Харлампиди Д. Х., Тарасова В. А., Кузнецов М. А. Современные методы термоэкономического анализа и оптимизации холодильных установок // Технические газы. 2015. № 6. С. 55–64.

УДК 662.739

О МЕХАНИЗМЕ СНИЖЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ ОКСИДОВ СЕРЫ В ПРОДУКТАХ СГОРАНИЯ ПРИ СОВМЕСТНОМ СЖИГАНИИ КАМЕННОГО УГЛЯ С ОТХОДАМИ ЛЕСОПИЛЕНИЯ (БИОМАССОЙ)

Г. В. Кузнецов, С. А. Янковский, А. А. Толокольников, И. В. Чередник

ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет», г. Томск, Россия

Растущий спрос на использование электроэнергии и загрязнение окружающей среды продуктами сгорания топлив заставляет ученных всего мира разрабатывать более экологичные топлива [1]. Производство электроэнергии с использованием традиционных твердых топлив (углей) влечет за собой загрязнение окружающей среды газообразными продуктами их термического разложения и горения (оксидами азота и диоксидом серы в первую очередь), а также твердыми продуктами в виде золы и шлака [2]. Исследования [3, 4] показали, что применение биомассы в теплоэнергетике приводит к значительному снижению загрязнения окружающей среды. При этом тепловыделение при сжигании низкосортной биомассы относи-

тельно углей не высоко, и это ограничивает перспективы ее применения в энергетике в качестве основного топлива. Поэтому предпринимаются многочисленные попытки формирования альтернативных экологически эффективных топлив на основе углей в смеси с биомассой [5, 6].

Самой доступной горючей добавкой к углю является древесина. Установлен синергетический эффект снижения выбросов оксидов азота и серы при сжигании древесно-угольных смесей [6, 7]. Но в настоящее время не установлены механизмы процессов, приводящих к секвестированию оксидов серы и азота при совместном высокотемпературном термическом разложении древесной биомассы и угля (сформулированы только несколько гипотез).

Цель настоящей работы – анализ механизма процессов термохимических превращений при нагреве смеси частиц мелкодисперсной древесины и угля до высоких температур, приводящих к снижению выхода оксидов серы.

Разработана методика экспериментального исследования процессов термического разложения навесок (массой до 20 г) смеси измельченного угля и отходов лесопиления (диспергированной древесины) в диапазоне температур до 1000 °С с целью определения состава продуктов термического разложения смесей в зависимости от температуры среды и концентрации компонент. Проведены экспериментальные исследования процессов термического разложения смесей на основе угля марки Т (тощий) месторождения «Алардинское» с отходами лесопиления (сосновые опилки) при концентрациях древесной компоненты от 10 до 50% в инертной среде (аргон) с определением состава твердых продуктов термического разложения и концентраций их компонент в диапазоне температур до 1000 °С. Элементные составы исследовавшихся углей и древесины определены с применением анализатора элементного состава Euro EA 3000 (на горючую массу) и дополнительно на приборе элементного анализа X-Supreme 8000.

В таблице представлены результаты технического анализа и элементный состав исходных топливных компонент (W^a – аналитическая влажность исследовавшихся топлив; A^d – аналитическая зольность; V^{daf} – выход летучих веществ; Q – теплота сгорания).

Результаты технического анализа топливных компонент

Топливо (уголь_марка/древесина),%	Технический анализ, %			Теплота сгорания, Q, МДж/кг
	W^a	A^d	V^{daf}	
100_Т/0	5,52	18,37	25,56	25,72
90_Т/10	5,42	14,24	26,46	25,6
75_Т/25	5,34	13,65	28,33	25,22
50_Т/50	5,41	11,08	39,95	24,79
0/100	5,35	0,29	80,25	21,73

Анализ приведенных в таблице результатов экспериментов позволяет установить синергетический (не аддитивный) эффект изменения зольности и выхода летучих веществ исследовавшихся смесей в зависимости от концентрации древесной компоненты. Эти характеристики являются одними из основных при сжигании топлив в топках энергетических котлов. Для смесевых топлив на основе угля марки Т, увеличение доли древесины до 50% приводит к снижению зольности с 18,37 до 11,08%. Выход летучих смесевого топлива на основе угля марки Т при доле древесины 50% увеличивается с 25,56% (однородный уголь Т) до 39,95%.

Установлено, что концентрация серы в золе смесей тощего измельченного угля и диспергированной древесины (сосновых опилок) после полного термического разложения в инертной среде при температурах от 400 до 1000 °С выше концентраций серы в золе однородного угля в идентичных условиях нагрева.

На основании анализа и обобщения результатов выполненных экспериментов сформулирована базовая гипотеза по механизму секвестирования оксидов серы при совместном термическом разложении древесной биомассы и угля.

Снижение выхода оксидов серы происходит за счет их взаимодействия с парами воды (в результате образуется серная кислота) и последующими реакциями оксидов металлов, содержащихся в углях, при высоких температурах с парами серной кислоты:

$$CaO + H_2SO_4 \rightarrow CaSO_4 + H_2O,$$

$$Al_2O_3 + 3H_2SO_4 \rightarrow Al_2(SO_4)_3 + 3H_2O.$$

Результаты экспериментальных исследований содержания кальция, алюминия и серы в золе угля Т и в золе смесей угля Т и древесины представлены на рис. 1–3.

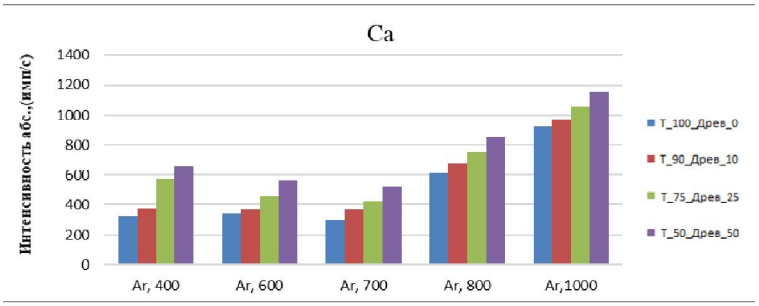


Рис. 1. Изменение концентрации Ca в золе угля Т и смесей угля Т и древесины при 400–1000 ˚С в среде – аргон

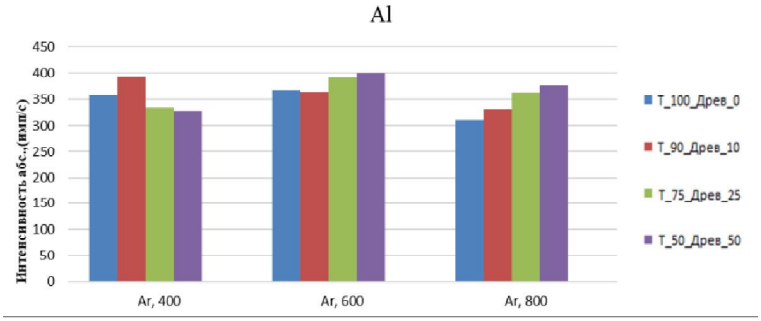


Рис. 2. Изменение концентрации Al в золе угля Т и смесей угля Т и древесины при 400–1000 ˚С в среде – аргон

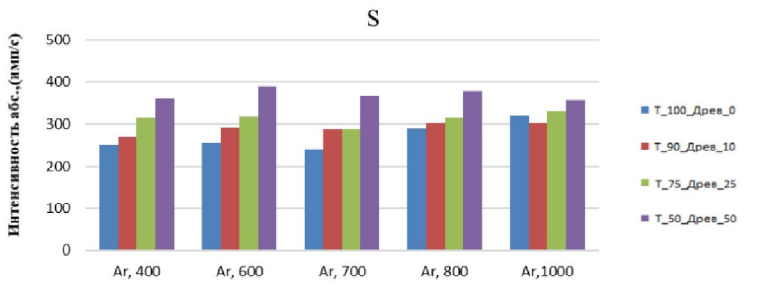


Рис. 3. Изменение концентрации S в золе угля Т и смесей угля Т и древесины при 400–1000 ˚С в среде – аргон

Установлено, что при термическом разложении смеси частиц каменного угля марки Т с отходами лесопиления (сосновые опилки) в диапазоне температур от 400 до 1000 °С относительное содержание серы в золе (твердых продуктов пиролиза) увеличивается существенно по сравнению с золой однородного (без добавок древесной биомассы) каменного угля. Также зарегистрирован существенный рост концентраций сульфатов кальция в золе смеси исследовавшихся углей с древесиной после завершения процессов термического разложения смеси этих твердых топлив. Установленные закономерности по изменениям концентраций отдельных элементов (сера, кальций и алюминий) для твердых продуктов пиролиза смесей угля марки Т и отходов лесопиления дают основания для вывода о высокой перспективности использования смесей измельченного угля и диспергированной древесины в составе топлива для котельных агрегатов большой и малой энергетики.

Результаты экспериментальных исследований дают основание для вывода о высокой достоверности сформулированной гипотезы по механизму секвестирования оксидов серы, образующихся при термическом разложении углей, в результате взаимодействия с газообразными продуктами пиролиза древесины.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, грант № 18-29-24099\18.

Литература

1. Key world energy statistics. Dr. Fatih Birol. International Energy Agency, 2016.
2. Ежова Н. Н., Власов А. С., Делицын Л. М. Современные методы очистки дымовых газов // Экология пром. производства. 2006. № 2. С. 50–57.
3. Vershinina K. Yu., Iegorov R. I., Strizhak P. A. The ignition parameters of the coal-water slurry droplets at the different methods of injection into the hot oxidant flow // Applied Thermal Engineering. 2016. Vol. 107. P. 10–20.
4. Кузнецов Г. В., Янковский С. А. Условия и характеристики зажигания композиционных топлив на основе угля с добавлением древесины // Теплоэнергетика. 2019.
5. Li J., Yang W., Blasiak W., Ponzio A. Volumetric combustion of biomass for CO_2 and NO_x reduction in coal-fired boilers // Fuel. 2012. Vol. 102. P. 624–633.
6. Nyashina G. S., Vershinina K. Y., Shlegel N. E., Strizhak P. A. Effective incineration of fuel-waste slurries from several related industries // Environmental Research. 2019. Vol. 176. P. 1–13.
7. Manyuchia M. M., Mbohwaa B. C., Muzendaa E. Value addition of coal fines and sawdust to briquettes using molasses as a binder // South African J. of Chemical Engineering. 2018. Vol. 26. P. 70–73.

УДК 621.438:621.311.224

ОСОБЕННОСТИ ПЕРВИЧНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ДРЕВЕСНОЙ БИОМАССЫ ПРИ СЖИГАНИИ В КИПЯЩЕМ СЛОЕ. ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ, МИКРОСТРУКТУРЫ И УДЕЛЬНОГО ОБЪЁМА ЧАСТИЦ

Д. С. Литун, **Г. А. Рябов**

ОАО «Всероссийский дважды ордена Трудового Красного Знамени теплотехнический научно-исследовательский институт» (ОАО «ВТИ»), г. Москва, Россия

Возрастающий интерес во всём мире к возобновляемым источникам энергии, в частности к энергетическому использованию биомассы, в последние десятилетия привёл к появлению большого количества установок, использующих различные виды биотоплив. В России и Белоруссии наиболее активно внедряемой технологией являются энергетические котлы с кипящим слоем на древесных отходах [1, 2]. Для этой технологии характерно использование топливных частиц, имеющих довольно большие размеры по сравнению с факельным сжиганием. При попадании их в слой происходит фрагментация из-за напряжений, возникающих в частицах вследствие быстрого нагрева и выделения летучих на стадии быстрого пиролиза частиц (первичная фрагментация), а также на стадии горения коксового остатка при увеличении удельного объёма пор выше 80% (вторичная фрагментация) [3]: крупные частицы распадаются и происходит ожижение и горение мелких частиц, имеющих распределение по размерам, существенно отличающееся от исходного. Фрагментация увеличивает унос горю-

чих из слоя и механический недожог. При разработке метода расчёта уноса золы и потерь тепла с механическим недожогом в кипящем слое при сжигании биомассы [4] была показана необходимость учета процессов первичной фрагментации частиц. Исследования первичной фрагментации частиц топлива и её влияния на унос и механический недожог в кипящем слое котлов при сжигании различных топлив в большинстве случаев представляют собой данные лабораторных исследований различных сортов углей. В подавляющем большинстве работ на экспериментальных установках кипящего слоя исследования фрагментации частиц топлива выполняются в условиях интенсивного массообмена в кипящем слое [5]. Особенность таких работ состоит в том, что получаемые данные не являются результатом исследования собственно процесса нагрева частиц, поскольку на них накладывается влияние массообмена и истирания. Массообмен, в свою очередь, сильно зависит от гидродинамических условий работы кипящего слоя, которые могут заметно различаться в разных установках. Поэтому экспериментальные исследования влияния на процесс первичной фрагментации таких факторов как температура, размер, форма и структура частиц в отсутствие массообмена представляют собой актуальную задачу создания фундаментальных основ методов расчёта топочных устройств и газификаторов на биотопливе.

В России впервые такие исследования применительно к частицам древесной биомассы хвойных пород были выполнены в ВТИ [6] и развиты в настоящей работе. Экспериментальные исследования первичной фрагментации проводились с использованием лабораторной трубчатой печи "SNOL" с рабочей камерой диаметром 35 мм, оснащенной системой подвода и контроля расхода инертного газа (азот), и электронного сканирующего микроскопа "Vega3LMH". Анализ результатов этих исследований показал, что увеличение температуры процесса в диапазоне 800–950 °С и исходного размера частиц биомассы увеличивает вероятность и интенсивность фрагментации частиц в процессе быстрого нагрева [6]. Соотношение продольного и поперечного размеров частиц также оказывает существенное влияние на процесс фрагментации и должно рассматриваться как один из основных факторов, воздействующих на фрагментацию, наряду с температурой и начальным эквивалентным диаметром частиц биомассы. При одинаковом начальном эквивалентном диаметре (массе частицы) продолговатые частицы прямоугольного сечения более склонны к фрагментации по сравнению с квазикруглыми (кубическими). Это объясняется не только большим отношением поверхности к объёму у продолговатых частиц по сравнению с кубическими одинаковой массы, но и особенностями строения древесных частиц, основу которого составляют вытянутые полые клетки (трахеиды), формирующие микроструктуру древесины, похожую на трубчатую. Как следствие продолговатые частицы не только быстрее прогреваются с более интенсивным выходом летучих, но и имеют большее сопротивление выходу летучих из частицы по сравнению с кубическими, что приводит к развитию более высокого давления внутри частицы в процессе быстрого пиролиза. Результаты сканирования коксовых частиц и фрагментов, образовавшихся в процессе быстрого пиролиза, с помощью электронного микроскопа показали, что коксовые частицы сохраняют микроструктуру исходных древесных частиц. Первичная фрагментация происходит вследствие образования крупных трещин, зарождающихся на поверхности и развивающихся к центру частицы по мере её прогрева. Образование трещин на поверхности кубических частиц наиболее вероятно в местах выхода на поверхность границ между осенним (поздним) и летним (ранним) приростом древесины (годовыми кольцами). Изменение характера кривизны слоёв древесных волокон (трахеид) на этих границах свидетельствует о наличии сдвига на этой границе, приводящего к разрывам стенок трахеид (рис. 1). Известно, что трахеиды осеннего прироста имеют меньший размер поперечного сечения и более высокую прочность по сравнению с трахеидами летнего прироста. Причиной сдвига может быть связанное с этим обстоятельством различие в эластичности трахеид осеннего и летнего прироста (способности деформироваться под действием давления лету-

чих), а также возможно в различающейся степени окружной усадки. Анализ результатов сканирования показывает также, что на образование разрывов на поверхности частиц оказывает влияние и ориентация годовых колец относительно боковых поверхностей частиц. Разрывам способствует наличие острого угла между границей приростов и поверхностью (рис. 1).

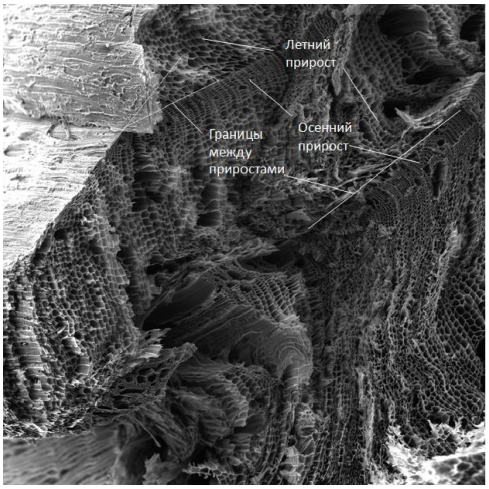


Рис. 1. Микроструктура коксовой частицы (поперечный разрез) и сдвиги на границах осеннего и летнего приростов

Для продолговатых частиц характерны такие же особенности образования продольных трещин, как и для кубических, но основным механизмом растрескивания является образование поперечных трещин (рис. 2), вызванных напряжениями, возникающими при последовательном выгибании наружу и продольном сокращении слоев древесины по мере прогрева частицы от периферии к центру. При изгибе слоев волокон происходит смещение наружных слоёв относительно внутренних в продольном направлении в процессе их последовательного прогрева. Такую деформацию можно объяснить действием давления летучих в сочетании с большим аксиальным сокращением периферийных волокон, достигших температуры деструкции кристаллической целлюлозы (~400 °C) [7], по мере прогрева частицы от периферии к центру. После поперечного разлома частицы в образовавшихся фрагментах при продолжающемся выходе летучих могут происходить те же процессы изгиба и сокращения слоёв древесины с образованием новых поперечных разломов и фрагментов меньшего размера.

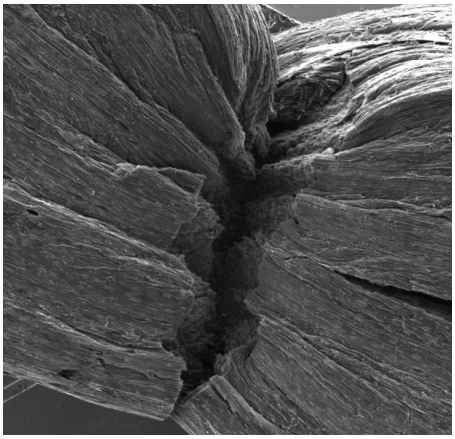


Рис. 2. Поперечный разлом продолговатой частицы

В работе [8] показано, что склонность топлив к фрагментации коррелирует с отношением выхода летучих к равновесной влажности (показатель пористости топлива), характеризуемым коэффициентом сопротивления пор (PRN). Применительно к древесной биомассе в качестве показателя пористости можно использовать удельный объём древесины, который при фиксированной влажности коррелирует с объёмом пустот и может значительно отли-

чаться у разных частиц даже для древесины одной породы из-за различных размеров сечения трахеид и соотношения количеств трахеид раннего и позднего прироста вследствие разных условий произрастания, местоположения в стволе дерева и т. п. Как показали исследования продолговатых древесных частиц с $h/a = 8$, удельный объём частиц v_0 оказывает существенное влияние на фрагментацию. Чем меньше v_0, тем больше сопротивление выходу летучих V_i^r/v_0 и больше склонность древесных частиц к фрагментации (рис. 3, 4).

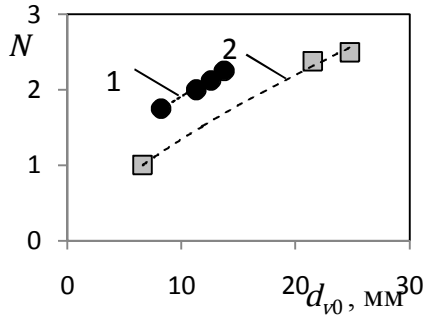


Рис. 3. Влияние начального эквивалентного диаметра d_{v0} и удельного объёма v_0 продолговатых древесных частиц на степень фрагментации N (t = = 800 °C; W_i^r = 7%; $h/a = 8$): 1 – v_0 = 1.53 см^3/г ($V_i^r/v_0 = 0.52$ г/см^3); 2 – v_0 = 2.09 см^3/г ^{3} (V_i^r/v_0 = = 0.38 г/ см^3)

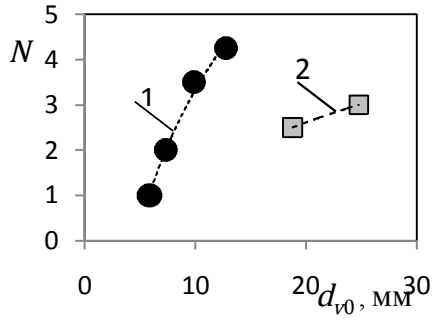


Рис. 4. Влияние начального эквивалентного диаметра d_{v0} и удельного объёма v_0 продолговатых древесных частиц на степень фрагментации N (t = = 900 °C; W_i^r = 7%; $h/a = 8$): 1 – v_0 = 1.49 см^3/г ($V_i^r/v_0 = 0.54$ г/см^3); 2 – v_0 = 2.13 см^3/г ^{3} (V_i^r/v_0 = = 0.37 г/см^3)

Исследования и накопление экспериментальных данных о влиянии температуры, размеров, формы, структуры, свойств древесных частиц, а также скорости псевдоожижения на первичную фрагментацию древесных частиц позволит в дальнейшем получить количественные эмпирические зависимости основных критериев фрагментации от этих факторов и разработать на их основе инженерную методику расчёта уноса горючих из слоя при сжигании, пиролизе и газификации древесной биомассы в кипящем слое с учётом первичной фрагментации.

Обозначения

PRN – коэффициент сопротивления пор; N – степень фрагментации частиц; t – температура процесса, °C; d_{v0} – начальный эквивалентный диаметр частиц, мм; h – продольный размер продолговатых частиц, мм; a – поперечный размер продолговатых частиц, мм; V_i^r – выход летучих на рабочую массу, кг/кг; W_i^r – влажность на рабочую массу, %; v_0 – удельный объём древесных частиц, см^3/г.

Литература

1. Рябов Г. А., Литун Д. С. Использование технологии кипящего слоя для эффективного сжигания и газификации биомассы // Материалы первого междунар. форума «Возобновляемая энергетика. Пути повышения энергетической эффективности. REENFOR-2013». 22–23 октября 2013 г. М.: ОИВТ-РАН, 2013. С. 306–309.

2. Рябов Г. А., Литун Д. С., Пицуха Е. А., Теплицкий Ю. С., Бородуля В. А. Опыт сжигания различных видов биомассы в России и Белоруссии // Электрические станции. 2015. № 9. С. 9–17.

3. Lau I. T. Char particle reaction and attrition in fluidized bed combustors: modeling and measurement. Tech. rep. Canmet Energy Technology Centre (1995). URL https://ruor.uottawa.ca/handle/10393/10129.

4. Литун Д. С. Расчет уноса золы и потерь тепла с механическим недожогом в кипящем слое при сжигании биомассы // Изв. РАН. Энергетика. 2015. № 5. С. 90–102.

5. Litoun D. S., Ryabov G. A. Modern State and Topical Issues of Studying Solid Fuel Particle Primary Fragmentation Processes as Applied to Biomass Combustion and Gasification in Fluidized and Dense Bed (Review) // Thermal Engineering. 2018. Vol. 65, No. 12. P. 875–884.

6. Litoun D., Ryabov G., Pchelincev A. Fragmentation of biomass particles in fixed and fluidized bed combustion and gasification // IOP Conf. Series: J. of Physics. 2019. Vol. 1261. P. 012021.

7. Пальченок Г. И., Рабинович О. С., Хорольская О. П., Василевич С. В., Бородуля В. А., Леккнер Б., Йоханссон Я. Э., Туллин К. Динамика изменения характеристик частиц натуральной и гранулированной древесины при термохимической конверсии в кипящем слое // VI Минский междунар. форум по тепломассообмену. 19–23 мая 2008 г.

8. Dakic D. G., van der Honing and M. Valk. Fragmentation and swelling of various coals during devolatilization in a fluid bed // Fuel. 1989. Vol. 68. P. 911–916.

УДК 536.25

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ОБОБЩЕНИЕ ДАННЫХ ПО КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛООТДАЧЕ МНОГОРЯДНЫХ ОРЕБРЕННЫХ ТРУБНЫХ ПУЧКОВ АППАРАТОВ ВОЗДУШНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ С ВЫТЯЖНОЙ ШАХТОЙ

Г. С. Маршалова[1], А. Б. Сухоцкий[2]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]УО «Белорусский государственный технологический университет, г. Минск

В настоящее время из-за снижения качества и дефицита технической охлаждающей воды аппараты воздушного охлаждения (АВО) широко используются в процессах нефтехимии, целлюлозно-бумажной промышленности, в металлургии, энергетике, особенно в качестве воздушно-конденсационных установок в современных паровых турбинах, для систем отопления зданий и сооружений, в атомной энергетике в качестве системы аварийного расхолаживания реактора с воздушным теплообменником, в возобновляемой энергетике на геотермальных станциях, а также для охлаждения природного газа на магистральных трубопроводах.

В России и Беларуси эксплуатируется около 52 000 АВО с установленной мощностью привода вентиляторов порядка $2{,}1 \cdot 10^6$ кВт [1]. Таким образом, спрос на аппараты воздушного охлаждения в ближайшее время будет возрастать при улучшении показателей надежности, экономичности и эксплуатационных характеристик.

Основными эксплуатационными затратами АВО являются затраты на электроэнергию, потребляемую двигателями вентиляторов. В связи с этим для повышения экономичности эксплуатации воздухоохлаждаемых теплообменников предлагается периодическое выключение вентиляторов при достаточно низких температурах воздуха, т. е. применение свободной конвекции вместо вынужденной. В работе [2] отмечается, что при расчетной температуре воздуха и отключенных вентиляторах обеспечивается до 20–30% номинальной тепловой нагрузки аппарата, а при температурах ниже –25 °С – полная номинальная нагрузка.

При оснащении АВО дополнительными устройствами, усиливающими тягу, их теплопроизводительность может быть сохранена и при более высоких температурах окружающего

воздуха без потребления электроэнергии приводом вентилятора [2]. Одним из таких устройств является устанавливаемая над теплообменным пучком вытяжная шахта, которая способствует интенсификации теплообмена за счет дополнительного усиления свободного движения воздуха подъемными силами. При этом вклад в теплоотдачу свободной и вынужденной конвекции сопоставим. Такой режим теплоотдачи называется смешанной конвекцией [3]. Техническая реализация смешанной конвекции не требует значительных материальных затрат, а получаемый теплоперенос выше, чем при свободной конвекции, что обеспечивает значительную экономию энергоресурсов [4].

Аппараты воздушного охлаждения используются в составе технологических установок и линий, где существует необходимость строгого соблюдения температурных режимов, и промежуточное недоохлаждение способно вызвать существенное снижение производительности и причинить экономический ущерб по сравнению с экономией энергии [5]. В связи с этим, существует необходимость обеспечения точного регулирования температурных режимов АВО, которая напрямую зависит от достоверных данных по теплообмену для ребристых пучков в условиях смешанной конвекции. При этом требуются индивидуальные уравнения подобия для проведения инженерных расчетов АВО с вытяжной шахтой.

Цель работы – экспериментальные исследования и обобщение полученных данных по теплоотдаче одно- и многорядных равносторонних трубных пучков шахматной компоновки в режиме смешанной конвекции с помощью уравнений подобия.

Исследования проводились для пучков с числом рядов z = 1, 2, 3, 4, состоящих из биметаллических оребренных труб следующих параметров, мм: диаметр d = 56,8; диаметр трубы по основанию d_0 = 26,4; высота, шаг, средняя толщина ребра соответственно h = 15,2; s = 2,43; Δ = 0,52; теплоотдающая длина оребрения трубы l = 300; общая длина оребренной трубы l = 330. Коэффициент оребрения трубы φ = 21. Компоновка пучка – шахматная равносторонняя, поперечный шаг установки труб S_1 = 58 мм.

Для создания режима смешанной конвекции над теплообменным пучком устанавливалось два вида вытяжных шахт − с регулируемой высотой и с регулируемым проходным сечением. Первым видом являлась шахта с прямоугольным основанием, переходящим через конфузор в цилиндрическую трубу диаметром 0,105 м, регулируемой высотой H = 0,52; 1,16; 1,48; 2,10 м. Для снижения тепловых потерь шахта снаружи покрыта слоем минерального волокна толщиной 0,02–0,03 м. Вторым видом являлась шахта с регулируемым проходным сечением, которая представляет параллелепипед из фанеры толщиной 0,004 м с прямоугольным внутренним основанием 0,383 × 0,313 м, высотой 0,52 м. Снаружи для снижения теплопотерь шахта покрыта слоем пенополиуретана толщиной 0,028 м и слоем минерального волокна толщиной 0,005 м. В выходном сечении шахты устанавливались крышки площадью $f_{кр}$ = 0,125 м^2 с круглым отверстием различного диаметра: $d_{отв}$ = 0,09, 0,105, 0,137; 0,160; 0,187; 0,205 м, которые изготавливались из фанеры толщиной 0,01–0,015 м, а для снижения теплопотерь покрывались слоем минерального волокна толщиной 0,004 м.

Экспериментальные исследования проводились методом полного моделирования. Применялся обогрев оребренных труб вставными теплоэлектронагревателями. Центральная труба в пучке являлась калориметром. Схема экспериментальной установки, конструкция трубы-калориметра и ее оснащение температурными датчиками, аппаратурное оформление установки измерительными приборами, методика исследования и порядок проведения опытов изложены в [6]. Во время проведения опытов температура поверхности трубы-калориметра у основания ребер (среднеарифметическая температура по показаниям термопар) изменялась в интервале $t_{ст}$ = 30–165 ºС, температура окружающего воздуха в камере t_0 = 17–26 ºС, подводимая к калориметру электрическая мощность W =7–250 Вт.

По данным измерений вычисляли средний приведенный конвективный коэффициент теплоотдачи, отнесенный к полной наружной поверхности, Вт/(м^2·К):

$$\alpha_к = \frac{Q_к}{(t_{ст} - t_0)F}, \tag{1}$$

где $Q_к$ – конвективный тепловой поток, Вт; $F = l\pi d_0\varphi$ − площадь теплоотдающей оребренной поверхности трубы, м^2.

Тепловой поток $Q_к$, отведенный от трубы к воздуху конвекцией, рассчитывался из уравнения

$$Q_к = W - Q_л - Q_п, \tag{2}$$

где W − электрическая мощность, подводимая к калориметру, Вт; $Q_л$ − тепловой поток, отведенный излучением от трубы к воздуху, Вт [5]; $Q_п$ − тепловые потери через торцы труб и токоподводы, Вт [6].

Результаты эксперимента представлялись в виде зависимости числа Нуссельта от числа Рейнольдса и Грасгофа:

$$\mathrm{Nu} = \frac{\alpha_к d_0}{\lambda}, \tag{3}$$

$$\mathrm{Gr} = \frac{g\beta {d_0}^3 (t_{ст} - t_0)}{\nu^2}, \tag{4}$$

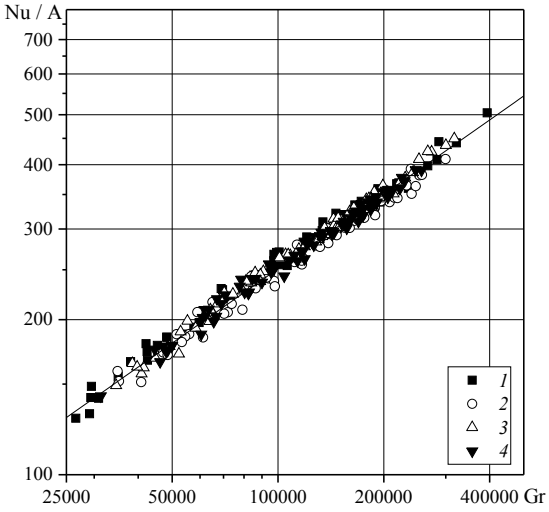
λ, ν – коэффициенты теплопроводности, Вт/(м К), и кинематической вязкости м^2/с; g – ускорение свободного падения, м/с^2; β – коэффициент температурного расширения, К$^{-1}$.

Результаты экспериментальных исследований теплоотдачи одно- и многорядных пучков в режиме смешанной конвекции воздуха представлены на рисунке в виде зависимости $\mathrm{Nu}/A = f(\mathrm{Gr})$. На основании полученной зависимости экспериментальные данные для одно- и многорядных пучков в режиме смешанной конвекции воздуха с погрешностью ±5% были обобщены уравнением вида

$$\mathrm{Nu} = A\mathrm{Gr}^{0,48}, \tag{5}$$

где A – коэффициент, зависящий от геометрических и конструктивных параметров пучка и вытяжной шахты, рассчитывающийся по формуле

$$A = \left(0,00313 + 0,07693 \cdot 0,45^z\right) \cdot \left(1,1 - \exp\left(-1,69 \cdot z^{0,72}\chi_{ш.}\right)\right) \times \\ \times \left(1,3 - \exp\left(-7,65 \cdot 10^{-4} \cdot z^{0,72} H / d_э\right)\right), \tag{6}$$



Теплоотдача одно- и многорядного оребренного пучка при смешанной конвекции: *1* – z = 1; *2* – 2; *3* – 3; *4* – 4

где $d_э$ – эквивалентный диаметр сжатого поперечного сечения пучка, м [7]; $\chi_ш = f_{отв}/f_{сж}$ – коэффициент сужения площади сечения выходной шахты по отношению к сжатому сечению пучка, $f_{отв} = \pi d_{отв}^2/4$ – площадь выходного отверстия вытяжной шахты, м^2; $f_{сж}$ – площадь сжатого сечения пучка, м^2 [8].

Уравнения (5), (6) действительны в интервалах Gr = 26 000–400 000, $H/d_э$ = 142–580, $\chi_ш$ = 0,14–0,75.

Таким образом, в результате проведенных экспериментальных исследований получено обобщенное критериальное уравнение для расчета теплоотдачи одно- и многорядных равносторонних трубных пучков шахматной компоновки в режиме смешанной конвекции.

Литература

1. Кунтыш В. Б. и др. Инженерный метод теплового расчета аппарата воздушного охлажденияи в режиме свободно-конвективного теплообмена // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2013. №12. С. 3–6.

2. Аппарат воздушного охлаждения: пат. 9446 Респ. Беларусь, МПК 7 F 24 F 3/00, F 28 D 1/00 / В. Б. Кунтыш, А. Б. Сухоцкий, А. Ш. Миннигалеев, В. П. Мулин; заявитель Учреждение образования «Белорусский Государственный Технологический Университет». № u 20130091, заявл. 31.01.2013; опубл. 30.08.2013 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. 2013. № 9. С. 70.

3. Гехабт Б. и др. Свободно-конвективные течения, тепло- и массообмен ; пер. с англ. М.: Мир, 1991. – 528 с.

4. Кунтыш В. Б., Самородов А. В., Самылов А. И. Экспериментальная установка и методика исследования теплоотдачи пучков из оребренных труб при смешанной конвекции воздуха // Охрана окружающей среды и рациональное использование природных ресурсов: сб. науч. тр. Архангельск, 1998. Вып. 4. С. 139−149.

5. Самородов А. В. Совершенствование методики теплового расчета и проектирования аппаратов воздушного охлаждения с шахматными оребренными пучками: дис. … канд. техн. наук: 05.14.14. Архангельск, 1999.

6. Сидорик Г. С. Экспериментальный стенд для исследования тепловых и аэродинамических процессов смешанно-конвективного теплообмена круглоребристых труб и пучков // Тр. БГТУ. Сер. 1. Лесн. хоз-во, природопольз. и перераб. возоб. рес. 2018. № 1. С. 85–93.

7. Кунтыш В. Б. и др. Примеры расчетов нестандартизованных эффективных теплообменников; под ред. В. Б. Кунтыша и А. Н. Бессонного. СПб: Недра, 2000. – 300 с.

8. Маршалова Г. С. Экспериментальные исследования теплоотдачи четырехрядных пучков оребренных труб аппаратов воздушного охлаждения с вытяжной шахтой // XXIV Туполевские чтения (школа молодых ученых): Междунар. молодёжная науч. конф. 7–8 ноября 2019 г.: сб. докл. Казань: изд-во ИП А. Р. Сагиева, 2019. Т. 2. С. 247–252.

УДК 621.577

СИСТЕМА ХОЛОДОСНАБЖЕНИЯ ПРОИЗВОДСТВЕННЫХ И ПИЩЕВЫХ ПРЕДПРИЯТИЙ

Ю. М. Мацевитый, А. А. Гальцев

Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины, г. Харьков

Снижение эксплуатационных затрат, уменьшение влияния на экологию и упрощение автоматизации систем управления являются критериями, по которым в современном мире сравнивается и выбирается то или иное оборудование [1, 2]. Проектируя системы холодоснабжения предприятий, рассматривают различные способы получения холодоносителя. При этом часто выбирают фреоновые охладители, испарительные градирни и драйкулеры, каждый из которых обладает своими недостатками и преимуществами.

На конкретном примере расматривается комбинированное применение чиллера и испарительной градирни для достижения наилучших эксплуатационных качеств системы холодоснабжения.

Предприятию по изготовлению пластиковых изделий и оконных профилей в городе Тернополь необходима холодильная мошность 260 кВт с температурой холодоносителя +12 °С при температуре окружающего воздуха +32 °С.

Стандартным решением здесь может быть применение фреонового чиллера с воздушным конденсатором. При этом коэффициент преобразования (EER) данного агрегата будет составлять 3,2. Для улучшения энергоэффективности, надежности работы и компактного размещения чиллера внутри помещения предложена система с водяным охлаждением конденсатора и испарительной градирней (рисунок). Такое решение в сочетании с применением испарительной градирни позволяет уменьшить температуру конденсации фреона с 48 до 38 °С, что значительно улучшает EER чиллера до 5,1 при той же производительности.

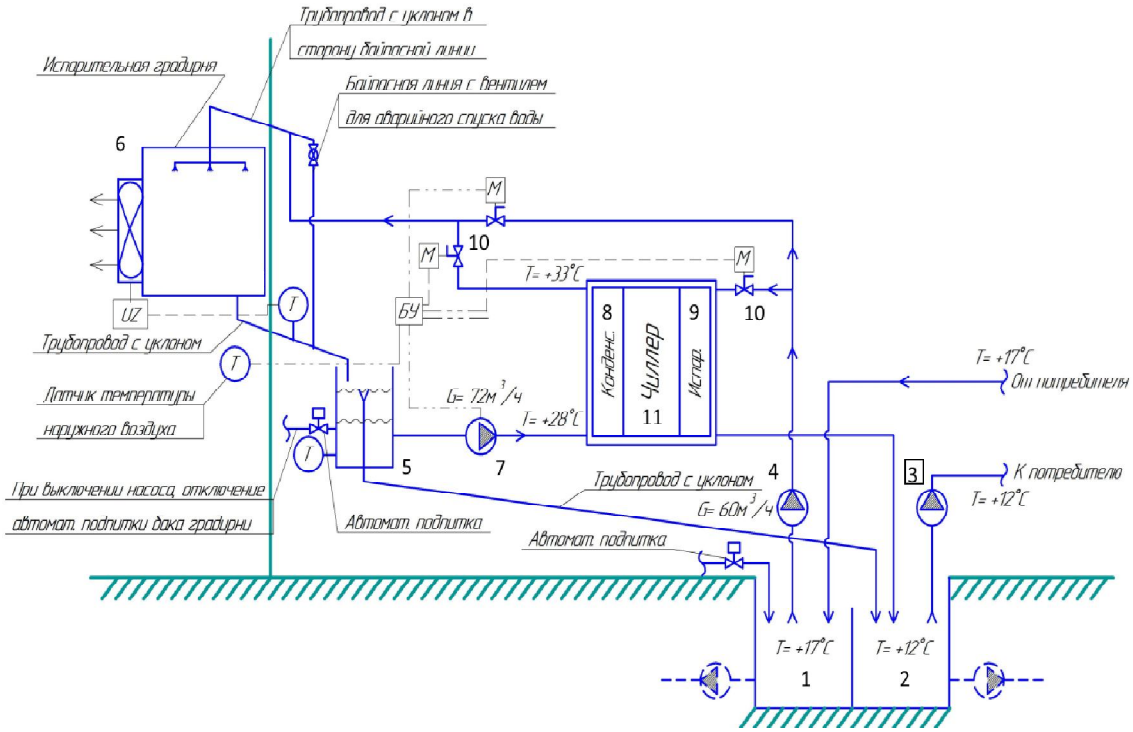


Рис. 1. Система охлаждения

Работа системы охлаждения, представленной на рисунке, заключается в следующем: нагретая оборудованием предприятия вода до +17 °С поступает в гидравлический модуль системы охлаждения, который состоит из двух емкостей (накопления воды 1 и её аккумуляции 2), насоса подачи жидкости к потребителю 3, насоса 4, буферной емкости 5, испарительной градирни 6 и насоса конденсатора 7. Весь объем жидкости, проходя через испаритель 9 и охлаждаясь на 5 °С, попадает в емкость аккумуляции 2 с температурой +12 °С. В испарительную градирню 6 после конденсатора 8 поступает вода с температурой +33 °С (при этом температура конденсации фреона в конденсаторе составляет +38 ℃). В градирне вода охлаждается до температуры +28 °С (при температуре воздуха +32 °С по сухому термометру и +23°С – по мокрому термометру, за счет чего происходит охлаждение воды до темепаратуры ниже температуры воздуха. Далее вода с температурой +28 °С поступает на охлаждение конденсатора чиллера 8.

Цикл повторяется и автоматически регулируется в зависимости от температуры воздуха. Температура воды, направлемой к потребителю, измеряется непосредвенно в емкости аккумуляции 2. При снижении температуры конденсации из-за уменьшения температуры воздуха чиллер балансирует систему с помощью отключения компрессоров и может автоматически с помошью клапана 10 переключить поток жидкости на испарительную градирню в обход конденсатора 8.

При температуре воздуха ниже +10 °С испарительная градирня способна обеспечить необходимую температуру холодоносителя без использования чиллера. Тогда поток воды с температурой +17 °С в обход испарителя 9 поступает к испарительной градине 6 и охлаждается до +12 °С, а затем через буферную емкость 5 поступает в емкость аккумуляции 2 гидромодуля. При этом насос конденсатора 7 и чиллер 11 находятся в режиме ожидания.

Приведенная компоновка системы охлаждения существенно уменьшает габаритные размеры чиллера и позволяет разместить его внутри помещения с круглогодичной плюсовой температурой воздуха.

Экономическое сравнение этой системы охлаждения со стандартным чиллером и воздушным конденсатором показало, что минимальная разница затраченных средств на эксплуатацию составит порядка 38 тыс. евро. Это позволяет получить дополнительный доход уже после первого года эксплуатации. За счет меньшего энергопотребления установки достигается уменьшение её влияния на окружающую среду, а система автоматики позволяет гибко использовать всю установленную мощность, сохраняя при этом ресурс оборудования.

Литература

1. Zhang Y., Wei, Zhang M. Free cooling technologies for data centers: energy saving mechanism and applicatios // Enrgy Procedia. 2017. Vol. 143. P.410–415.

2. Соколов Е. Я. Теплофикация и тепловые сети. М.: МЭИ, 2001. – 472 с.

УДК 536.2, 621.56

КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МОДЕЛИ ЭНЕРГОУСТАНОВКИ НА ОСНОВЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ

О. О. Мильман[1,2], А. В. Птахин[1,2,3], А. А. Манухин[2], А. В. Кондратьев[1,2,3], В. С. Крылов[1,2], А. Ю. Картуесова[1,2], А. П. Железнов[2], В. О. Милосердов[2]

[1]ФГБОУ ВО «Калужский государственный университет им. К. Э. Циолковского», г. Калуга, Россия
[2]ЗАО Научно-производственное внедренческое предприятие «Турбокон», г. Калуга, Россия
[3]КФ ФГБОУ ВО «МГТУ им. Н. Э. Баумана (НИУ)», г. Калуга, Россия

В России в настоящий момент актуально внедрение энергосберегающих технологий за счёт использования бросового тепла. Поскольку часто данные источники тепла относятся к низкопотенциальным, цикл Ренкина с использованием низкокипящих органических рабочих тел значительно превосходит по эффективности таковой с использованием воды [1, 2]. Кроме того, климатические условия многих регионов России затрудняют эксплуатацию паровых турбин ввиду рисков замерзания воды в элементах теплообменного оборудования с последующим их разрушением. В связи с этим использование органических теплоносителей с низкими температурами замерзания даёт неоспоримые преимущества в эксплуатации таких установок.

В рамках выполнения проекта по разработке модульных энергоустановок с воздушно-конденсационными установками для утилизации тепла широкого спектра источников был изготовлен стенд для комплексного исследования теплогидравлических процессов в модели такой установки.

Схема стенда для исследования органического цикла Ренкина (ОЦР) представлена на рис. 1. Насос хладагента 1 подаёт конденсат фреона R113 в электронагреватель 2, а затем либо в модель вертикального парогенератора типа труба в трубе 3, либо в модель парогенератора с компактным перегревателем 4. К фреону подводится тепло от воды высокого давления, движущейся во внешней трубе парогенератора 3 или внутри труб парогенератора 4, омываемых жидким фреоном. Полученный сухой пар (жидкость или парожидкостная смесь, в зависимости от исследуемых режимов работы установки) поступает в модель воздушного конденсатора 6 и/или во вспомогательный конденсатор 5 в зависимости от расхода фреона. Внутри конденсаторов 5 и 6 фреон остужается, отдавая своё тепло охлаждающей воде. Конденсат поступает в насос хладагента 1 и цикл замыкается.

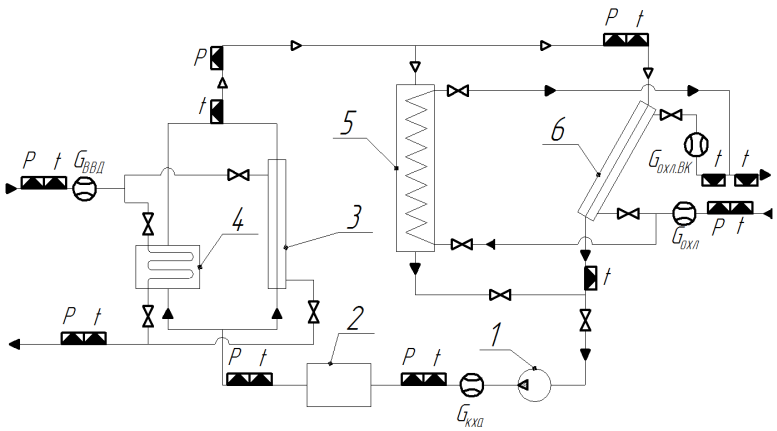


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментального стенда ОЦР

Обе модели парогенераторов 3 и 4, а также модель воздушного конденсатора 6 оснащены датчиками температуры, определяющими температуру стенок, разделяющих фреон и воду с целью прямого определения коэффициентов теплоотдачи фреона R113 на различных участках труб моделей. Между точками измерениями температур стенки располагаются точки измерения температуры воды высокого давления и охлаждающей воды, что позволяет определить удельный тепловой поток на каждом из исследуемых участков трубы. Общий вид модели парогенератора с компактным перегревателем представлен на рис. 2.

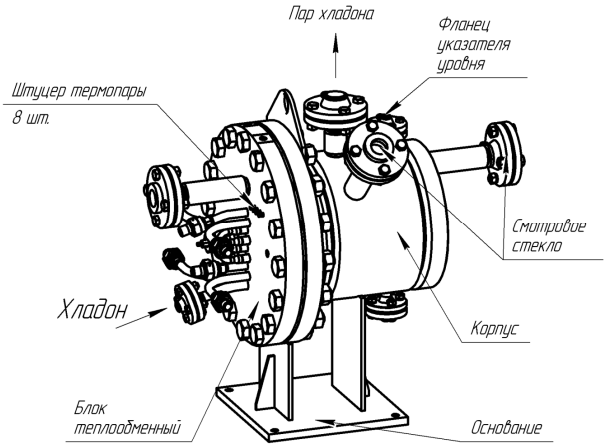


Рис. 2. Модель парогенератора с компактным перегревателем

Общий вид модели вертикального парогенератора представлен на рис. 3, *а*, общий вид модели воздушного конденсатора – на рис. 3, *б*.

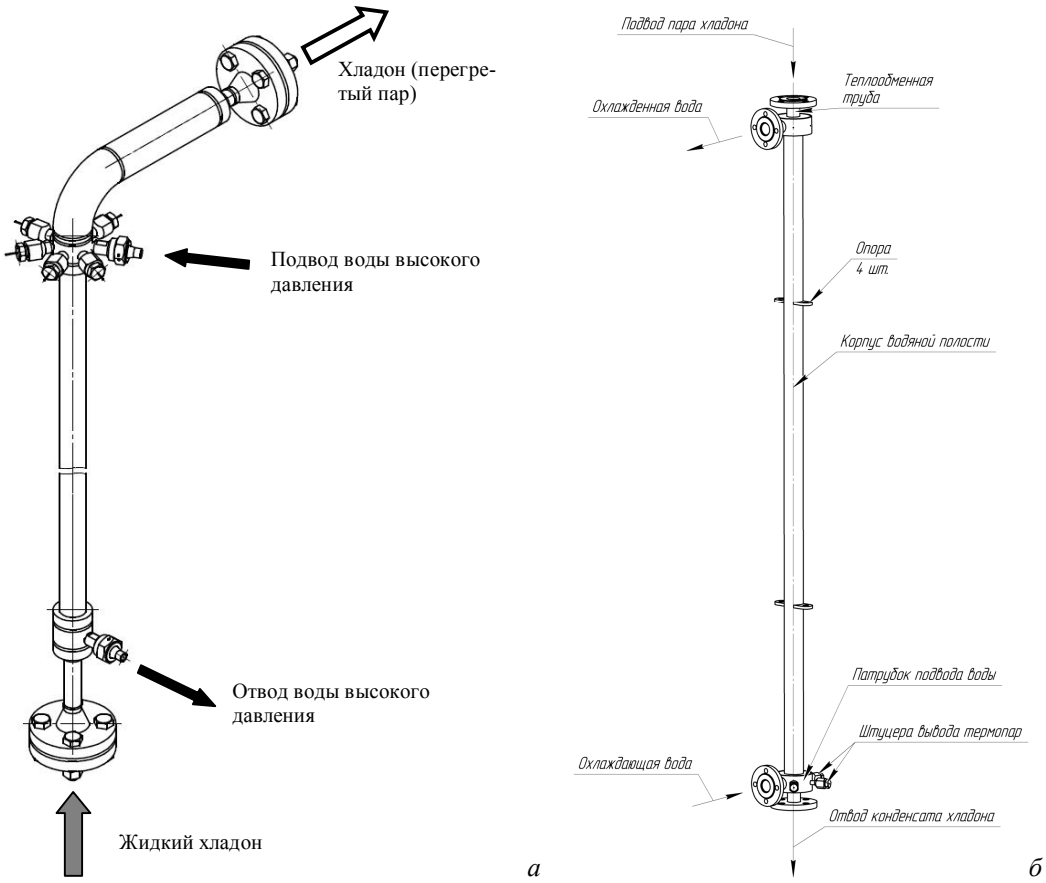


Рис. 3. Общий вид моделей вертикального парогенератора (*а*) и воздушного конденсатора (*б*)

На стенде, устройство и принцип работы которого описано выше, были проведены экспериментальные исследования с фреоном R113 и получены зависимости, характеризующие процессы нагрева жидкого фреона, кипения и конденсации его паров в моделях парогенераторов и конденсатора. Полученные зависимости будут использованы при проектировании полноразмерных установок для утилизации тепла низкопотенциальных источников, в том числе бросового тепла, а также тепла геотермальных источников.

В результате экспериментальных исследований процесса кипения фреона в межтрубном пространстве парогенератора с компактным перегревателем (рис. 2) были получены графики зависимости коэффициентов теплоотдачи со стороны труб к фреону от удельного теплового потока через поверхность теплообмена. Данная зависимость представлена на рис. 4. Как видно из рисунка, в широком диапазоне удельных тепловых потоков справедливо утверждение о том, что процесс кипения на верхних рядах труб происходит значительно (на 30–35%) интенсивнее, чем на нижних. Это связано с «эффектом пучка», т. е. интенсификацией теплообмена за счёт поднимающихся пузырьков пара [3].

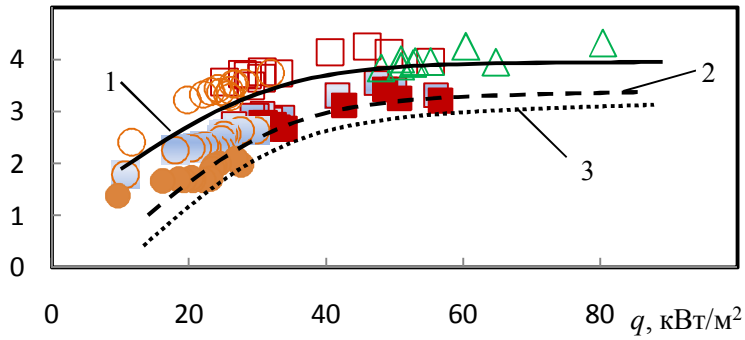


Рис. 4. Зависимость коэффициентов теплоотдачи труб при кипении фреона R113 в межтрубном пучке парогенератора: 1 – для верхних рядов труб; 2 – для трубного пучка в целом; 3 – для нижних рядов труб

Обозначения

P – давление, Па; $G_{кха}$ – расход конденсата хладагента, кг/с; $G_{ВВД}$ – расход воды высокого давления, кг/с; $G_{охл}$ – расход охлаждающей воды суммарный, кг/с; $G_{охл.ВК}$ – расход охлаждающей воды через модель воздушного конденсатора, кг/с; k – коэффициент теплопередачи, Вт/(м^2·К); f – поверхность теплообмена, м^2; c – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); t – температура, °С; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К).

Литература

1. Milman O. O. Heat recovery unit development based on organic heat-carrying agents // Int. J. of Mechanical Engineering and Technology. 2018. Vol. 9, No. 10. P. 761–768.

2. Milman O. O., Shifrin B. A., Perov V. B., Lukin V. V., Chebanuk S. V. The working medium for the megawatt class utilization heat and power complex based on organic Rankine cycle // J. of Physics: Conf. Series. 2018. Vol. 1105. P. 012094.

3. Гоголин А. А. и др. Интенсификация теплообмена в испарителях холодильных машин. М., 1982. – 224 с.

УДК 536.24

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА НА РАБОЧЕМ УЧАСТКЕ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ДВУХКОМПОНЕНТНЫМ ДИСПЕРГИРОВАННЫМ ПОТОКОМ И ОДНОСТОРОННЕМ НАГРЕВЕ

С. В. Мирнов[1,2], А. Н. Варава[1], А. В. Вертков[3], А. В. Дедов[1], А. В. Захаренков[1], И. Е. Люблинский[3], А. Т. Комов[1], Ю. В. Сморчкова[1]

[1]Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия
[2]Акционерное общество «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», г. Троицк, Россия
[3]Акционерное общество "Красная звезда", г. Москва, Россия

В современной технике часто возникает необходимость теплосъема тепловых потоков с высокой плотностью энергии существенно превышающей уровень нескольких МВт/м^2, характерный для традиционной энергетики. При этом охлаждаемые объекты по своим массогабаритным параметрам весьма разнообразны: от компактных, имеющих место в компьютерной и лазерной технике, до громоздких и объемных таких как, например, изделия проката сталелитейной отрасли при закалке и охлаждении. Одним из перспективных направлений развития энергетики XXI в. является термоядерная энергетика, экспериментальный реактор которой мировым сообществом создается в Кадараше (Франция). На текущий момент нерешенными проблемами таких реакторов является создание систем, обеспечивающих надежный теплосъем тепловых потоков от таких внутрикамерных объектов как лимитер, бланкет и дивертор. Помимо высокой плотности энергии эти объекты имеют довольно значительные габариты. Защита конструкций реактора, обращенных в плазму, имеет свои дополнительные ограничения, которые определяются жесткими требованиями по компонентному составу плазмы и крайне нежелательными примесями тяжелых элементов. В этой связи представляет безусловный интерес применение капиллярно-пористых структур (КПС), насыщенных жидким литием, например. С перспективами и возможностями применения КПС в термоядерных реакторах можно ознакомиться в [1–3]. Этот способ защиты конструкций реактора от разрушительного воздействия термоядерной плазмы обладает, по крайней мере, одним замечательным свойством – он не является источником примесей тяжелых элементов, какими являются тугоплавкие металлы. Настоящая статья посвящена проблеме организации рекуперации энергии, воспринятой КПС со стороны конструкций реактора, обращенных в вакуумную камеру. Исследуются параметры интенсивного теплообмена поверхности с высокой температурой и диспергированного потока теплоносителя. Отличительной особенностью рассматриваемого теплообмена является обеспечение заданного диапазона температур КПС, в котором литий находится в жидком состоянии.

Описание экспериментального стенда. Для проведения исследований по данной проблематике на кафедре общей физике и ядерного синтеза «НИУ «МЭИ» имеется экспериментальная установка способная создавать мощные тепловые потоки около (10–15) МВт/м^2. Экспериментальная установка состоит из четырех основных систем: гидравлического контура, вакуумной системы, систем нагрева, сбора и обработки информации. Схема гидравлического контура экспериментальной установки представлена на рис. 1. Приемником энергии является рабочий участок – модель лимитера термоядерного реактора.

Охлаждение рабочего участка осуществляется двухкомпонентным диспергированным потоком (водовоздушной смесью). Для получения диспергированного потока авторами статьи была разработана конструкция генератора газоводяного спрея, позволяющая подавать двухкомпонентный диспергированный поток теплоносителя внутрь рабочего участка. Схема генератора газоводяного спрея представлена на рис. 2.

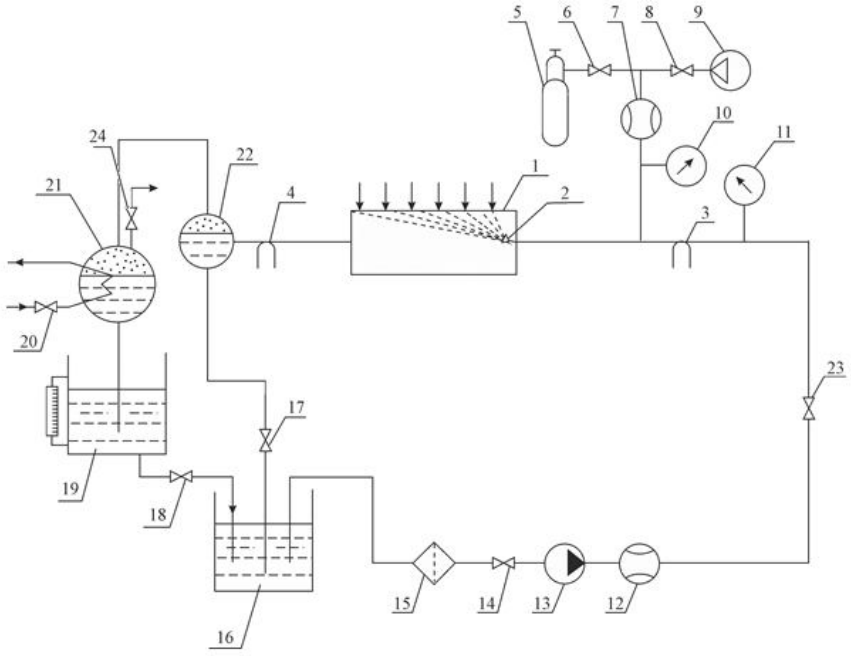


Рис. 1. Схема гидравлического контура для охлаждения рабочего участка: 1 – рабочий участок (РУ), 2 – форсунка (генератор газо-водяного спрея), 3 – термопара на входе в РУ, 4 – термопара на выходе из РУ, 5 – баллон с рабочим газом, 6, 8, 14, 17, 18, 20, 23 – вентиль запорный проходной, 7 – расходомер газового потока, 9 – компрессор, 10, 11 – манометры давления газа и воды на входе в РУ, 12 – расходомер потока теплоносителя, 13 – насос водяной, 15 – фильтр грубой очистки, 16 – бак, 19 – мерная емкость, 21 – конденсатор, 22 – сепаратор, 24 – предохранительный клапан

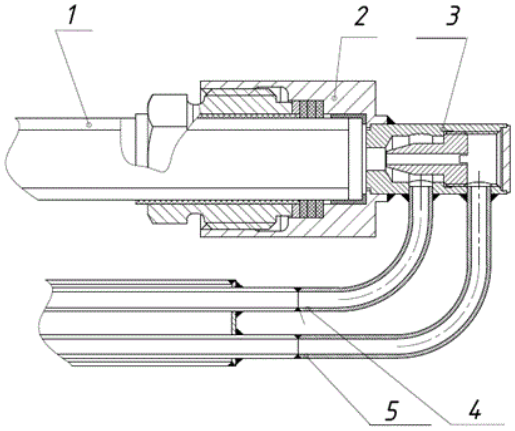


Рис. 2. Схема генератора газожидкостного спрея: 1 – рабочий участок, 2 – узел уплотнения, 3 – форсунка, 4 – линия подачи воздуха (газа), 5 – линия подачи воды

Рабочий участок размещается в вакуумной камере. Источником энергии является электронно-лучевой аппарат ЭЛА-60/15Т. Стенд оборудован высокочастотной системой развертки электронного луча по экспонируемой поверхности, что обеспечивает односторонний обогрев рабочего участка. Более детальное описание экспериментального стенда приведено в [4, 5]. Условия воздействия высокотемпературной плазмы на внешнюю поверхность лимитера моделируются сканирующим с высокой частотой пучком заряженных частиц-электронов. Теплосъем осуществляется с внутренней стороны РУ диспергированным потоком теплоносителя. Как и в реальных условиях, максимальная плотность теплового потока q_0 имеет место в «лобовом» сечении, а по поверхности лимитера уменьшается по закону $q_0\cos\varphi$, где φ – центральный угол между «лобовым» и рассматриваемым сечением. Схема РУ изображена на рис. 3.

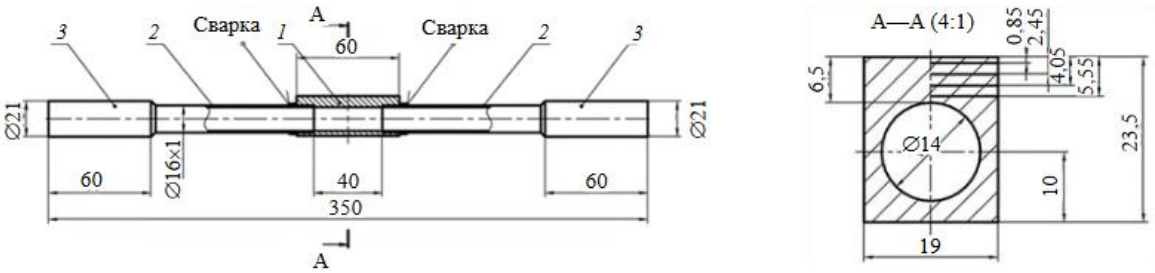


Рис. 3. Схема рабочего участка приемника

Некоторые экспериментальные результаты. Экспериментальные исследования проводились в следующем диапазоне режимных параметров: избыточном давлении воды и воздуха $p_{воды} = (1{,}0–3{,}5)\cdot 10^5$ Па, $p_{возд} = (1{,}0–5{,}0)\cdot 10^5$ Па, соответственно, массовых расходах воды и воздуха $G_{воды} = (0{,}025–0{,}058)$ кг/с, $G_{возд} = (0{,}001–0{,}0023)$ кг/с, плотность теплового потока на стенке мишени $q = (1–5)$ МВт/м^2. Экспериментальные исследования проводились следующим образом: для заранее выбранных значений электрической мощности и массовых скоростей компонентов диспергированного потока выполнялось измерение температурного поля в мишени и фиксация температуры воды на входе и выходе из рабочего участка. Измерения каждой точки проводились в стационарных условиях.

Зависимость температуры стенки по толщине рабочего участка в одном из режимов представлена на рис. 4. Показания термопар для каждого режима хорошо аппроксимируются линейной функцией, что позволяет методом экстраполяции определить температуру стенки мишени на охлаждаемой теплоносителем поверхности.

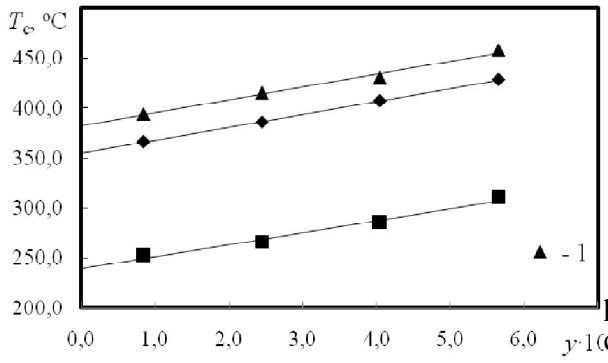


Рис. 4. Распределение температуры стенки T_c по толщине рабочего участка y

На рис. 5 представлена зависимость температуры стенки мишени T_c от массового расходного газосодержания $x = G_{возд}/(G_{возд} + G_{воды})$ при различных значениях расхода теплоносителя. Как отчетливо видно из этих экспериментальных данных, включение газа в поток теплоносителя при относительно малых расходах газа является чрезвычайно эффективным способом понижения температуры поверхности охлаждаемого объекта и, следовательно, повышения теплоотдачи от поверхности к диспергированному потоку.

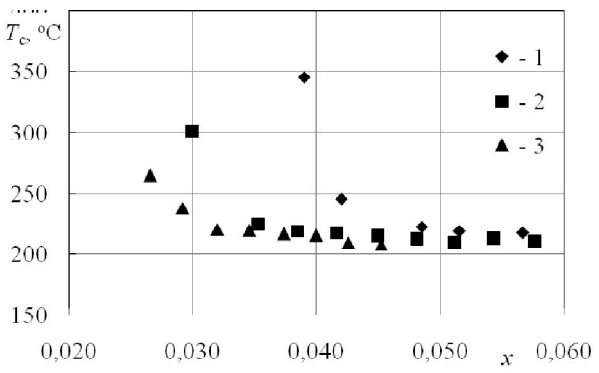


Рис. 5. Зависимость температуры стенки мишени T_c от расходного массового газосодержания ($q = 4{,}2$ МВт/м^2): 1 – $G_{воды} = 0{,}033$ кг/с, 2 – 0,042; 3 – 0,050

Заключение. Получены экспериментальные данные о теплообмене при охлаждении диспергированным потоком в мишени при одностороннем нагреве. В результате выполненных исследований было установлено значительное снижение температуры стенки мишени при добавлении в поток теплоносителя (дистилировонная вода) порций газа. При увеличении массовом расходном газосодержании температура стенки заметно снижается при соответствующем росте теплоотдачи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (соглашение № 16-19-10457-П).

Литература

1. Lyublinski I., Vertkov A., Mirnov S., Lazarev V. Protection of tokamak plasma facing components by a capillary porous system with lithium // J. of Nuclear Materials. 2015. Vol. 463. P. 1156–1159.

2. Mirnov S. V., Belov A. M., Djigailo N. T. et al. Recent lithium experiments in tokamak T-11M // J. of Nuclear Materials. 2013. Vol. 438. P. 224–228.

3. Mirnov S. V., Belov A. M., Djigailo N. T. et al. Experimental test of the system of vertical and longitudinal lithium limiters on T-11M tokamak as a prototype of plasma facing components of a steady-state fusion neutron source // Nuclear Fusion. 2015. Vol. 55. P. 123015.

4. Dedov Aleksey V., Varava Alexander, Komov Alexander T., Yagov Victor V. Hydrodynamics and heat transfer in swirl flow under conditions of one-side heating. Part 1: Pressure drop and single-phase heat transfer // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53, Iss. 19–20.

5. Dedov Aleksey V., Varava Alexander, Komov Alexander T., Yagov Victor V. Hydrodynamics and heat transfer in swirl flow under conditions of one-side heating. Part 2: Boiling heat transfer. Critical heat fluxes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53, Iss. 21–22.

УДК 622.794.42

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ЦИРКУЛЯЦИОННОМ КИПЯЩЕМ СЛОЕ

А. В. Митрофанов[1], В. Е. Мизонов[1], С. В. Василевич[2], М. В. Малько[2]

[1]Ивановский государственный энергетический университет им. В. И. Ленина, г. Иваново, Россия
[2]Институт энергетики НАН Беларуси, г. Минск

Поиск форм эффективного контактирования между потоком газа и дисперсным материалом побуждает проводить технологические процессы в режиме, так называемого, «быстрого псевдоожижения», в том числе, в аппаратах циркуляционного кипящего слоя (ЦКС). Установка ЦКС традиционно рассматривается состоящей из двух элементов: основного аппарата, где реализуется целевой процесс и режим движения газовзвеси, в котором занимает промежуточное положение между режимом вертикального пневмотранспорта и кипящим (псевдоожиженным) слоем [1], а также опускной колонны (тракта возврата), задача которой обеспечить возврат выносимого из установки дисперсного материала в основной аппарат. Вопросам гидродинамики дисперсных двухфазных потоков в отдельных элементах системы ЦКС уделено большое число исследовательских работ, которые, даже на стадии обобщения их результатов на уровне монографий, остаются разделенными на процессы в основном ап-

парате и процессы в тракте возврата [1, 2]. Вместе с тем, очевидно, что важным аспектом в функционировании ЦКС является то, что он представляет собой сложную систему с обратными связями (основной аппарат плюс возвратный контур). Для адекватного описания ЦКС необходим учет этих связей и увязка конечных характеристик продукта со свойствами материала поступающего в основной аппарат из тракта возврата, а также режимами его поступления.

Построение модели формирования массопотоков дисперсной фазы в системе ЦКС было выполнено на базе математического аппарата теории цепей Маркова [3, 4]. Результаты численных экспериментов [3] показали, в частности, что преимущества ЦКС над другими формами организации контактирования газ–частицы снижаются при увеличении времени пребывания материала в тракте возврата. Целью настоящей работы является обобщение предложенной ранее модели формирования массопотоков в ЦКС [3] на случай реализации процесса сушки частиц, параметрическая идентификация обобщенной модели и экспериментальная ее проверка на установке лабораторного масштаба, в которой время пребывания частиц в тракте возврата мало по сравнению со временем пребывания в основной колонне.

Расчетная схема предлагаемой модели тепло- и влагопереноса в системе ЦКС, формируемая на основе математического аппарата теории цепей Маркова, показана на рис. 1. Состояние процесса представляется набором жестко позиционированных ячеек малого, но конечного размера, а текущее состояние процесса представляется набором характеристик этого состояния, организованного в вектор-столбцы состояния. Изменение состояния фиксируется через малые конечные промежутки времени Δt и описывается рекуррентными матричными уравнениями с использованием матриц переходных вероятностей P (каждый последующий вектор состояния получается из предыдущего путем умножения матрицы переходных вероятностей на текущий вектор состояния). Детальное описание расчетных процедур и порядка формирования векторов состояния и матриц переходных вероятностей отражено в наших предыдущих работах [3, 4], поэтому далее приводятся только основные уравнения, отражающие уравнения баланса теплоты, массы частиц и влаги (в частицах и сушильном агенте):

$$S_{\mathrm{p}}^{\,k+1} = P_{\mathrm{p}}^{\,k} S_{\mathrm{p}}^{\,k} + \Delta S_{\mathrm{pc}}^{\,k}, \tag{1}$$

$$S_{\mathrm{g}}^{\,k+1} = P_{\mathrm{g}}^{\,k} S_{\mathrm{g}}^{\,k} + \Delta S_{\mathrm{gc}}^{\,k} + S_{\mathrm{gf}}, \tag{2}$$

$$M_{\mathrm{wp}}^{\,k+1} = P_{\mathrm{p}}^{\,k}(M_{\mathrm{wp}}^{\,k} - \beta * F^{k} * (p_{\mathrm{ws}}^{\,k} - p_{\mathrm{wg}}^{\,k})\Delta t) + (\Delta S_{\mathrm{pc}}^{\,k}/S_{\mathrm{p}}^{\,k}) * M_{\mathrm{wp}}^{\,k}, \tag{3}$$

$$M_{\mathrm{wg}}^{\,k+1} = P_{\mathrm{g}}^{\,k}(M_{\mathrm{wg}}^{\,k} + \beta * F^{k} * (p_{\mathrm{ws}}^{\,k} - p_{\mathrm{wg}}^{\,k})\Delta t)) + (\Delta S_{\mathrm{gc}}^{\,k}/S_{\mathrm{g}}^{\,k}) * M_{\mathrm{wg}}^{\,k} + M_{\mathrm{wgf}}, \tag{4}$$

$$Q_{\mathrm{p}}^{\,k+1} = P_{\mathrm{p}}^{\,k}(Q_{\mathrm{p}}^{\,k} + \alpha * F^{k} * (T_{\mathrm{g}}^{\,k} - T_{\mathrm{p}}^{\,k})\Delta t - r_{\mathrm{w}}\beta * F^{k} * (p_{\mathrm{ws}}^{\,k} - p_{\mathrm{wg}}^{\,k})\Delta t) + (\Delta S_{\mathrm{pc}}^{\,k}/S_{\mathrm{p}}^{\,k}) * Q_{\mathrm{p}}^{\,k}, \tag{5}$$

$$Q_{\mathrm{g}}^{\,k+1} = P_{\mathrm{g}}^{\,k}(Q_{\mathrm{g}}^{\,k} - \alpha^{k} * F^{k} * (T_{\mathrm{g}}^{\,k} - T_{\mathrm{p}}^{\,k}) * \Delta t) + (\Delta S_{\mathrm{gc}}^{\,k}/S_{\mathrm{g}}^{\,k}) * Q_{\mathrm{g}}^{\,k} + Q_{\mathrm{gf}}, \tag{6}$$

где символы * обозначает поэлементное выполнение операций умножения; индексы p и g – относится к дисперсному материалу и к газовой фазе соответственно; wg и wp – обозначают влагу внутри частиц и сушильном агенте.

Матрицы переходных вероятностей являются основными операторами модели и определяют перемещение частиц и газа (и связанных с ними другими аддитивными свойствами) вдоль соответствующих цепей. Значения элементов переходных матриц ставятся в соответствие текущим локальным характеристикам движения фаз слоя, что делает предлагаемые модели нелинейными. Порядок формирования этих матриц и правила идентификации значений их элементов, требующих, по крайней мере, знания коэффициента сопротивления для одиночных частиц C_{d}, приводится в исследовании [4]. Введение дополнительных векторов ΔS_{pc} и ΔS_{gc} обеспечивает перемещение некоторой доли фаз из последней (верхней) ячейки в первую

(нижнюю), то есть обеспечивает описание движения фаз в возвратном контуре. Только первые и последние элементы этих векторов отличны от нуля. Приняв допущение, что возврат фаз в первую ячейку осуществляется мгновенно, имеем $\Delta S_{pc}^{k}(n) = -K_p S_p^{k}(n)$ и $\Delta S_{pc}^{k}(1) = K_p S_p^{k}(n)$, $\Delta S_{gc}^{k}(n) = -K_r S_p^{k}(n)$ и $\Delta S_{gc}^{k}(1) = K_r S_p^{k}(n)$, где параметры $K_r = 0{,}2$ и $K_p = 1{,}0$ [3, 4].

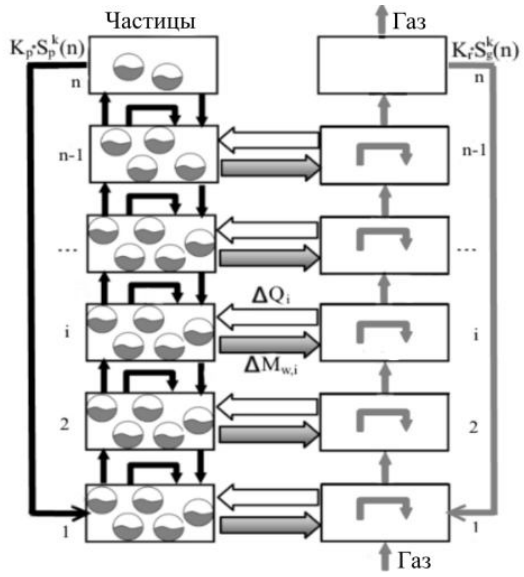


Рис. 1. Расчетная схема модели тепло- и влагопереноса в системе ЦКС: слева – цепь ячеек, описывающая движение твердой фазы, справа – цепь ячеек, описывающая движение сушильного агента (стрелки между ячейками одной цепи показывают вводимые в модели перемещения соответствующей фазы, стрелки между ячейками соседних цепей показывают направления межфазного переноса теплоты и влаги)

Межфазный тепломассообмен в модели вводится как перенос теплоты и влаги между соответственными ячейками цепей, т. е. как процесс с распределенными параметрами. При этом важно, что скорость скольжения газ–частица для каждой ячейки рассчитывается отдельно [3], поэтому потенциалы переноса также являются локальными.

Эмпирическая верификация модели выполнялась с использованием результатов, полученных на лабораторной установке, схема которой показана на рис. 2. Установка работала в периодическом режиме: модельный материал (чечевица с эквивалентным диаметром одиночной зерновки 2,7 мм) высушивался в течение 25 мин. Подъемная колонна установки имела поперечное сечение 0,11×0,055 м^2, верхний ее выход был оформлен как С-поворот с решеткой, не позволяющей сыпучей среде покинуть систему ЦКС. Возвратный контур представлял собой систему из нескольких трубок с максимальным диаметром 0,03 м. Такое конструктивное оформление позволяло сократить время пребывания частиц в обратном контуре в соответствии с рекомендациями [3].

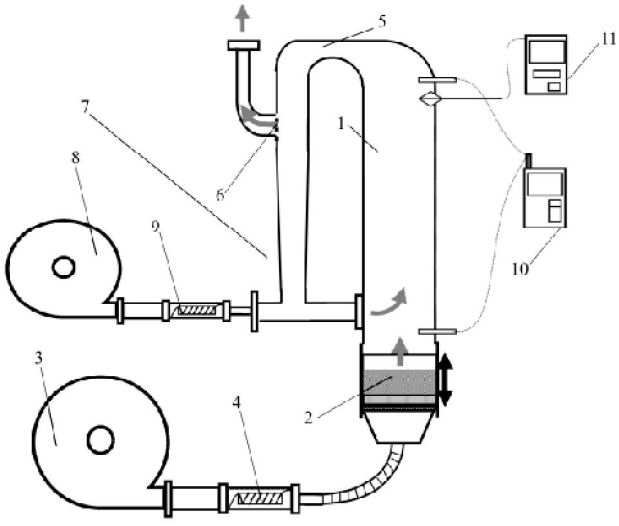


Рис. 2. Схема лабораторного стенда ЦКС: 1 – основная колонна системы ЦКС, 2 – быстросъемная «корзина», содержащая газораспределительную решетку, позволяющая извлекать материал для взвешивания; 3 и 8 – воздуходувки; 4 и 9 – электрокалориферы для подогрева воздуха; 5 – С-поворот; 6 – выход воздуха с решеткой, предотвращающей вынос материала; 7 – обратный тракт; 10 – многоканальный гигрометр (модель ИТВ2605); 11 – термоанемометр (модель PCE-424)

Сравнение расчетных и экспериментальных кривых сушки для трех температурных режимов показаны на рис. 3. Для каждого из температурных режимов эксперимент повторялся трижды, на рисунке представлены усредненные значения.

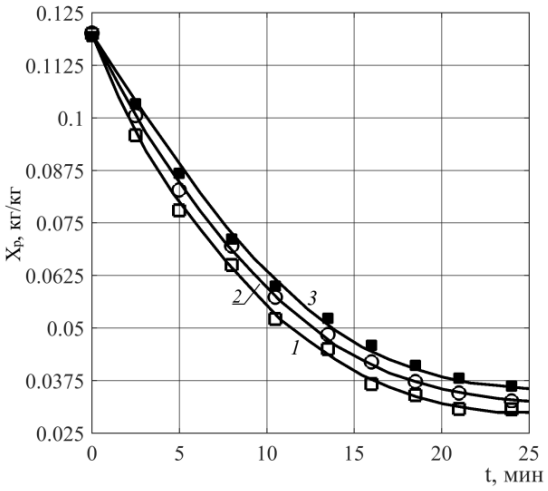


Рис. 3. Кривые сушки модельных частиц в ЦКС: линии – расчет (1 – 40 °С, 2 – 35, 3– 30), точки – экспериментальные значения (□ – 40 °С, ○ – 35, ■ – 30)

Зависимости, используемые для параметрической идентификации модели:

$$\mathrm{Cd} = \mathrm{Ar}^{0,92} / \mathrm{Re}^{1,79} \quad [4],$$

$$\mathrm{Nu} = 2,0 + 0,6 \cdot \mathrm{Re}^{1/2}\mathrm{Pr}^{1/3} \quad [5],$$

$$\mathrm{Sh} = 2,0 + 0,6 \cdot \mathrm{Re}^{1/2}\mathrm{Sc}^{1/3} \quad [6],$$

$$\ln(p_{\mathrm{ws}}) = 16,337 - \left[3878,82 / (229,86 + T_{\mathrm{p}})\right] \quad [7],$$

$$\mathrm{p_{wg}} = 4,61 \cdot \rho_{\mathrm{wg}} (273 + T_{\mathrm{g}}) \cdot 10^3 \quad [8].$$

Расчетные значения влагосодержания отличаются от экспериментальных значений, показанных на рис. 3, не более чем на 2.8%, что на наш взгляд, позволяет предварительно констатировать высокую прогностическую эффективность модели.

Таким образом, предлагаемая ячеечная математическая модель и эмпирические зависимости для описания интенсивности межфазного тепломассообмена, с одной стороны, являются независимыми, а с другой – обеспечивают достоверное описание и высокое соответствие расчетных и экспериментальных данных. На этом основании предложенная модель может рассматриваться как достоверная научная основа инженерного компьютерного метода расчета сушки дисперсных материалов в ЦКС.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-08-00028.

Обозначения

α – вектор коэффициентов теплоотдачи, Вт/(м^2·К); Ar – число Архимеда; β – вектор коэффициентов массоотдачи, с/м; ΔS_{pc} – вектор переноса частиц через тракт возврата, м^3; ΔS_{gc} – вектор переноса газа через тракт возврата, м^3; F – поверхность частиц в ячейке, м^2; k – номер рекуррентного шага (целочисленный аналог времени); M_{wp} и M_{wg} – векторы масс влаги, заключенной в частицах и сушильном агенте, кг; M_{wgf} – вектор источников влаги от подавае-

мого в аппарат воздуха, кг; P_p и P_g – переходные матрицы для дисперсной и газовой фаз; p_{ws} и p_{wg} – векторы парциальных давлений паров влаги у поверхности частиц и в ожижающем агенте, Па; Pr – число Прандтля; Q_p – вектор теплоты для частиц ($Q_p = T_p*c*\rho$, где c и ρ – векторы теплоемкостей и плотностей влажного материала), Дж; T_p и T_g – векторы температур твердой и газовой фаз, К; Q_g – вектор теплоты газовой фазы, Дж; Q_{gf} – вектор теплоты, подводимой с поступающим сушильным агентом, Дж; ρ_{wg} – абсолютная влажность воздуха для данного шага в i-й ячейке, г/см^3; Re – число Рейнольдса; r_w – удельная теплота испарения влаги, Дж/кг; S_p и S_g – векторы состояния для частиц и сушильного агента, м^3; S_{gf} – вектор источников для ожижающего агента (S_{gf} содержит один ненулевой элемент (для нижней ячейки цепи): $S_{gf,j} = G_g\Delta t$, если $j = 1$, и $S_{gf,j} = 0$, если $1 < j \le n$; G_g – расход ожижающего агента, м^3/с); Sc – число Шмидта.

Литература

1. Grace J. R., Bi H. Introduction to circulating fluidized beds: In Circulating Fluidized Beds. London.: Chapman & Hall, 1997. – 598 p.

2. Circulating fluidized bed technology. II // Proc. of the 2 Intern. Conf. on Circulating Fluidized Beds. / Eds. P. Basu, J. F. Large. Compliegne, 14–18 Mar. 1988. Oxford: Pergamon press, 1988. № XII. – 578 p.

3. Mizonov V., Mitrofanov A., Camelo A., Ovchinnikov L. Theoretical study of particulate flows formation in circulating fluidized bed // Recent Innovations in Chemical Engineering. 2018. Vol. 11. P. 20–28.

4. Mitrofanov A., Mizonov V., Tannous K., Ovchinnikov L. A Markov chain model to describe fluidization of particles with time-varying properties // Particulate Science and Technology. 2018. Vol. 36 (2). P. 244–253.

5. Bird R. B., Steward W. E., Lightfood E. N. Transport Phenomena. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2002.

6. Mizonov V., Mitrofanov A., Ogurtzov A., Tannous K. Modeling of particle concentration distribution in a fluidized bed by means of the theory of Markov chains // Particulate Science and Technology. 2014. Vol. 32. P. 171–178.

7. Mujumdar A. S. Handbook of Industrial Drying. 3rd ed. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2006. – 1312 p.

8. Spomer L. A. Humidity, in Plant Growth Chamber Handbook / Eds. R. W. Langhans and T. W. Tibitts. Iowa State University of Science and Technology, 1997. – 402 p.

УДК 532.5-1/-9, 51-73, 544.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ОКИСЛОВ АЗОТА И ИХ ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ШЛЕЙФЕ ВЫБРОСОВ ПРОМЫШЛЕННОГО ПРЕДПРИЯТИЯ

Ю. В. Мухартова[1], М. А. Давыдова[1], Н. Ф. Еланский[2], С. А. Захарова[1], О. В. Постыляков [2]

[1]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия
[2]Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, г. Москва, Россия

Работа посвящена моделированию процессов переноса окислов азота ($NO_x = NO + NO_2$), попадающих в атмосферу в результате выбросов промышленных предприятий. Окислы азота переносятся турбулентным воздушным потоком в пограничном слое атмосферы, а также вступают в достаточно сложную цепочку химических реакций. Так как задача подробного описания шлейфа достаточно сложна, в качестве первого шага при ее решении использована упрощенная параметризация слагаемых, отвечающих за стоки NO_x, а именно, считается, что их интенсивность пропорциональна концентрации NO_x. Коэффициенты пропорциональности в "стоковых" слагаемых представляют собой эффективные скорости распада окислов азота, которые зависят от ряда метеорологических параметров, таких как влажность воздуха, температура, давление, освещенность. Также при этом большую роль играет фоновая концентрация озона. Средняя скорость ветра на протяжении шлейфа берется из баз данных метеорологических наблюдений.

Эффективные скорости распада окислов азота рассчитывались как величины, обратные временам жизни, за которые их концентрации уменьшаются в *e* раз по сравнению с максимальными значениями. Был рассмотрен ряд основных газофазных процессов дневной химии тропосферы с участием NO_x [1]. В рассматриваемом в работе приближении учтены 30 реакций с участием 14 веществ. Концентрации 4 из них (CO, CO_2, H_2O и O_2) считались постоянными (были взяты средние значения соответствующих концентраций в атмосферном слое перемешивания). Для оставшихся 10 веществ (NO, O_3, NO_2, $O(^3P)$, NO_3, N_2O_5, OH, $O(^1D)$, HNO_2, HNO_3) решалась система кинетических уравнений с известными константами реакций [1–3].

Задача Коши для системы кинетических уравнений решалась численно с помощью разностной схемы, учитывающей структуру уравнений и обладающей вторым порядком погрешности аппроксимации [4].

Проведенные численные эксперименты продемонстрировали сильную зависимость эффективных скоростей распада NO_x от влажности воздуха и начальной (фоновой) концентрации озона. При увеличении влажности скорости распада NO и NO_2 также увеличиваются. При уменьшении начальной концентрации O_3 скорость распада NO почти не меняется, в то время как динамика изменения концентрации NO_2 существенно усложняется, а скорость распада NO_2 уменьшается.

В модели переноса окислов азота используются уравнения реакции-диффузии-адвекции для трех основных веществ: NO, NO_2 и O_3. В этих уравнениях в явном виде учитываются слагаемые, отвечающие за источники и стоки рассматриваемых веществ за счет трех доминирующих в начальный момент реакций:

$$\begin{cases} NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2, \\ NO_2 + h\nu \rightarrow NO + O\left(^3P\right), \\ O\left(^3P\right) + O_2 + M \rightarrow O_3 + M, \end{cases} \qquad (1)$$

где в качестве вещества M выступает атмосферный воздух. В дневных условиях в результате действия цикла (1) за несколько минут происходит установление фотохимического равновесия между NO, NO_2 и O_3 [5]. В дальнейшем с течением времени за счет реакций с меньшими скоростями происходит постепенное убывание концентрации NO_x, которое в нашей модели описывается с помощью эффективных скоростей распада.

Уравнения реакции-диффузии-адвекции имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial t}[\mathrm{NO}]+\left(\vec{V},\nabla\right)[\mathrm{NO}]=\mathrm{div}\left(K\nabla[\mathrm{NO}]\right)+f_{\mathrm{NO}}-k_{\mathrm{NO+O_3}}[\mathrm{NO}][\mathrm{O_3}]+j_{\mathrm{NO_2}}[\mathrm{NO_2}]-\gamma_{\mathrm{NO}}^{\mathrm{eff}}[\mathrm{NO}],$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\mathrm{NO_2}]+\left(\vec{V},\nabla\right)[\mathrm{NO_2}]=\mathrm{div}\left(K\nabla[\mathrm{NO_2}]\right)+k_{\mathrm{NO+O_3}}[\mathrm{NO}][\mathrm{O_3}]-j_{\mathrm{NO_2}}[\mathrm{NO_2}]-\gamma_{\mathrm{NO_2}}^{\mathrm{eff}}[\mathrm{NO_2}],$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\mathrm{O_3}]+\left(\vec{V},\nabla\right)[\mathrm{O_3}]=\mathrm{div}\left(K\nabla[\mathrm{O_3}]\right)-k_{\mathrm{NO+O_3}}[\mathrm{NO}][\mathrm{O_3}]+\gamma_{\mathrm{O_3}}^{\mathrm{eff}+}[\mathrm{NO_2}]-\gamma_{\mathrm{O_3}}^{\mathrm{eff}-}[\mathrm{O_3}].$$

В этих уравнениях $[\mathrm{NO}],[\mathrm{NO_2}],[\mathrm{O_3}]$ – концентрации NO, NO_2 и O_3 соответственно, $\vec{V}$ – известная средняя скорость ветра, K – коэффициент турбулентного обмена, f_{NO} – функция, описывающая источник NO (труба предприятия), $k_{\mathrm{NO+O_3}}$ – константа реакции NO и O_3, $j_{\mathrm{NO_2}}$ – скорость фотохимической диссоциации NO_2, $\gamma_{\mathrm{NO}}^{\mathrm{eff}}$, $\gamma_{\mathrm{NO_2}}^{\mathrm{eff}}$ и $\gamma_{\mathrm{O_3}}^{\mathrm{eff}-}$ – эффективные скорости распада NO, NO_2 и O_3 соответственно, $\gamma_{\mathrm{O_3}}^{\mathrm{eff}+}$ – эффективная скорость образования O_3 за счет фотодиссоциации NO_2.

Результаты расчетов с использованием разработанной химико-транспортной модели сопоставлялись с результатами высокоточных спутниковых измерений распределения NO_2 в атмосферном пограничном слое с целью оценки эмиссии загрязняющих веществ антропогенными источниками и их распространения в различных погодных условиях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-29-10080).

Литература

1. Stockwell W. R. et.al A new mechanism for regional atmospheric chemistry modeling // J. of Geophysical research. 1997. Vol. 102, № D22. P. 25 847–25 879.

2. DeMore W. B. et.al Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Stratospheric Modeling. NASA, California Institute of Technology, 1997.

3. Кондратьев В. Н. Константы скорости газофазовых реакций. М.: Наука, 1970.

4. Белов А. А., Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В. Моделирование химической кинетики в газах // Матем. моделирование. 2016. Т. 28, № 8. С. 46–64.

5. Еланский Н. Ф., Смирнова О. И. Концентрация озона и окислов азота в приземном воздухе г. Москвы // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1997. Т. 33, № 5. С. 597–611.

УДК 536.423.16

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ СЛОЯ БИОМАССЫ В ПРОЦЕССЕ ЕЁ ДЕГИДРАТАЦИИ

Н. А. Нигай, Г. В. Кузнецов, С. В. Сыродой

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Проблема глобального потепления [1, 2], обусловленная сжиганием ископаемых твердых топлив (в первую очередь угля [3]), создаёт предпосылки для разработки и внедрения в общий баланс тепло- и электрогенерации новых экологически эффективных топливных композиций [4]. По оценкам специалистов [5] на настоящее время одним из наиболее перспективных видов возобновляемых энергоносителей является биомасса (или биотопливо). Это обусловлено тем, что древесная биомасса не содержит в своей структуре соединений серы. Соответственно, при её сжигании не образуется токсичных оксидов серы (SO_x).

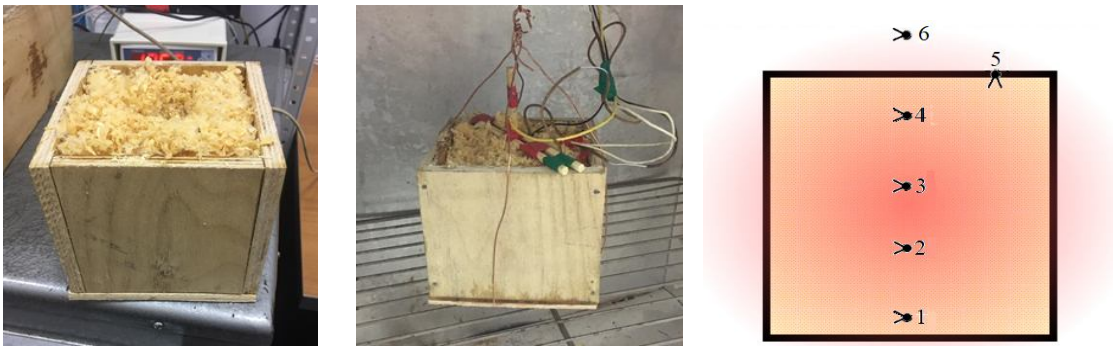
Авторами [6] установлено, что при сжигании топливных композиций (на основе угля и биомассы) или древесной биомассы (без угля) также существенно снижаются выбросы оксидов азота (NO_x) и диоксида углерода (CO_2). При этом эффективность сжигания топлива увеличивается с 95 до 98%. Такая ситуация создает предпосылки для активного внедрения в производство тепловой и электрической энергии новых экологически «чистых» топлив или топливных композиций на основе биомассы [7]. Но при сжигании биомассы в топках паровых котлов эффективность парогенерации во многом определяется её влагосодержанием [8]. При большой исходной влажности много теплоты будет затрачиваться на испарение воды, и коэффициент полезного действия цикла парогенерации существенно снижается [9]. Предварительная же сушка биотоплива на стадии подготовки к сжиганию сопряжена также с дополнительными затратами энергии на испарение адсорбционной древесной влаги и ее выведение во внешнюю среду. Высокая влажность биомассы представляет собой непосредственную проблему при осуществлении всех процессов повышения качества биотоплива вследствие затрат энергии на испарение воды и разбавления продуктов реакции не прореагировавшим паром, поэтому исходное высоковлажное сырье необходимо предварительно подсушивать, что является одной из проблем использования биомассы в качестве топлива. В связи с этим исследование процессов, протекающих при термической подготовке древесной биомассы к сжиганию является актуальной и нерешённой на настоящее время задачей.

Целью данной работы является экспериментальное определение основных закономерностей процессов, протекающих в слое биомассы при её дегидратации в условиях интенсивного радиационно-конвективного нагрева.

В качестве объекта исследований рассматривались отходы лесопиления (сосновая стружка) (рис. 1). Подготовка материала проводилась по аналогии с [10]: сухая древесная стружка предварительно опрыскивались водой с пульверизатора для достижения типичной (для условий хранения) влажности. Значения относительной влажности $\varphi_{отн}$ навесок древесной биомассы определялись по формуле

$$\varphi_{отн} = \frac{m_1 - m_2}{m_1} \cdot 100\%. \qquad (1)$$

После обеспечения контролируемой типичной влажности древесная стружка укладывалась в полый деревянный куб размерами 145 мм ×145 мм ×145 мм. Масса навески (m_{bio}) составляла 300 грамм. С целью определения температурного режима древесной стружки в период её дегидратации в слой биомассы устанавливались термопары. Схема расположения термопар приведена на рис. 1, *в*.



а *б* *в*

Рис. 1. Навеска древесной биомассы: *а*, *б* – полый деревянный куб с навеской древесных стружек; *в* – схема расположения термопар в слое биомассы

Эксперименты проводились по следующей схеме: навеска помещалась в полость внутрикамерного пространства сушильной установки. Температура сушильного агента варьировалась с помощью терморегулятора в диапазоне от 333 до 393 К. Регистрация убыли массы навески биомассы проводилась непрерывно в течение всего эксперимента. Каждый опыт продолжался до тех пор, пока значения (m_{bio}) не переставали изменяться. Период времени от начала теплового воздействия до момента наступления режима, при котором выполнялось условие: $dm/dt = 0$, считался временем дегидратации (τ).

Каждый эксперимент выполнялся в идентичных условиях не менее трех раз. С целью определения доверительного интервала результаты каждой серии эксперимента статистически обрабатывались [11].

На рис. 2 представлены зависимости безразмерных среднеобъёмных температур θ, влажности U и критерия Ребиндера Rb от безразмерного времени сушки τ при температуре в сушильной камере 333 К. Анализ зависимостей (рис. 2) показывает, что весь период дегидратации можно условно разделить на три отдельных взаимосвязанных стадии. Каждая из них характеризуется доминированием одного из процессов тепломассопереноса (радиационно-конвективный нагрев, испарение, фильтрация). На первом этапе ($0 < \tau < 0{,}05$) происходит прогрев основного слоя биомассы. Этот процесс инициирует испарение свободной влаги. После начинается второй период сушки, рост значений θ резко замедляется и наступает период (при $0{,}05 < \tau < 0{,}57$) стагнации θ.

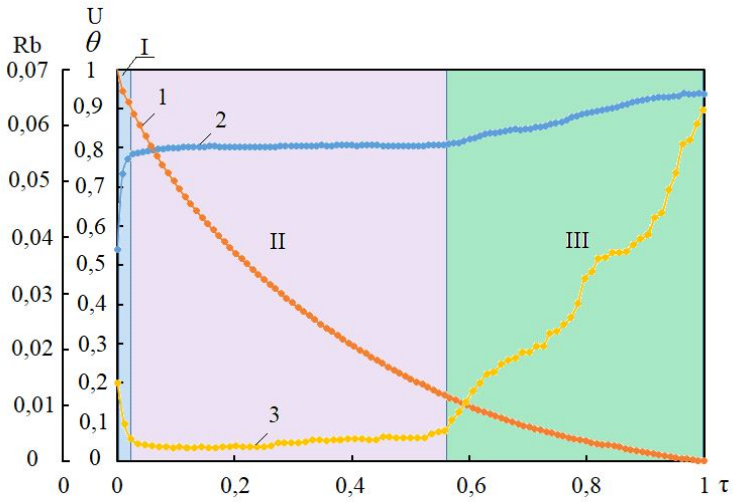


Рис. 2. Зависимости безразмерной температуры θ, влажности U и критерия Ребиндера Rb от безразмерного времени сушки τ при температуре в сушильной камере 333 К: 1 – влажность материала; 2 – температура в слое биомассы; 3 – критерий Ребиндера: I – стадия нагрева слоя биомассы; II – стадия дегидратации; III – стадия фильтрации водяных паров

Безразмерная влажность материала

$$U = \frac{\varphi_{\text{отн}}}{\varphi_0}. \tag{2}$$

Формула для расчета теплоёмкости влажной древесной биомассы:

$$C_p = \frac{0{,}324 \cdot (100 - \varphi_0) + 1 \cdot \varphi_0}{100}. \tag{3}$$

Формула для расчета безразмерной температуры в слое биомассы:

$$\theta = \frac{1}{V} \int_0^V \theta dV. \tag{4}$$

Безразмерный температурный коэффициент сушки

$$b = \frac{d\theta}{dt} \Big/ \frac{dU}{dt}. \tag{5}$$

Критерий Ребиндера рассчитывался по формуле

$$\text{Rb} = \frac{C_p}{r_{isp}} \frac{T^*}{\varphi_0} |b|. \tag{6}$$

Можно отметить, что второй этап процесса дегидратации древесной биомассы самый продолжительный. Происходит влагоудаление из слоя древесной биомассы. После полного влагоудаления наступает третья стадия сушки, характеризующаяся возрастанием температуры. При этом влажность образца продолжает уменьшаться. Соответственно, можно обоснованно предположить, что это обусловлено тем, что вся влага испарилась, а сформировавшиеся водяные пары медленно фильтруются на поверхность биомассы. Также на рис. 2 приведены зависимости безразмерного критерия Ребиндера (Rb) от времени сушки. Анализ зависимостей Rb(τ) подтверждает выше приведенный вывод о трёхэтапном процессе сушки. На первом этапе происходит и нагрев биомассы, и инициирование испарения влаги (при этом $d\text{Rb}/d\tau < 0$). После этого наступает период испарения влаги. Значения критерия Ребиндера (Rb) практически не меняются ($d\text{Rb}/d\tau \approx 0.$). В этом случае подведённая к биомассе теплота тратится на непосредственное испарение влаги. Затем наступает третий период сушки. При этом значения Rb резко возрастают. Соответственно можно сказать, что вся влага испарилась, при этом водяные пары как бы остаются внутри пор слоя биомассы и медленно фильтруются на её поверхности.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 18-79-10015).

Обозначения

$\varphi_{\text{отн}}$ – относительная влажность, %; m_1, m_2 – масса влажной и сухой древесной стружки, кг; φ_0 – начальная влажность древесной стружки, %; U – безразмерная влажность; C_p – теплоёмкость влажных сосновых стружек, Дж/кг·К; θ – безразмерная температура в слое материала; r_{isp} – теплота парообразования, r_{isp} = 2 260 000 Дж/кг [12]; T^*– температура в сушильной камере, К; Rb – критерий Ребиндера; τ – время сушки, с.

Литература

1. Friedlingstein P., Andrew R. M. and Vuuren D. P. Persistent growth of CO_2 emissions and implications for reaching climate targets // Nat. Geosci. 2014. Vol. 7. P. 709–715.

2. Demirbas A. Competitive liquid biofuels from biomass // Applied Energy. 2011. Vol. 88. P. 17–28.

3. IEA Key World Energy Statistics (2016).

4. Liu L., Cheng S. Y., Li J. B., Huang Y. F. Mitigating environmental pollution and impacts from fossil fuels: the role of alternative fuels // Energy Sources Part A Recovery, Util. Environ. Eff. 2007. Vol. 29. P. 1069–1080.

5. Hansen K., Mathiesen B. V., Skov I. R. Full energy system transition towards 100% renewable energy in Germany in 2050 // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2019. Vol. 102. P. 1–13.

6. Fogarasi S., Cormos C. C. Technico-economic assessment of coal and sawdust co-firing power generation with CO_2 capture // J. of Cleaner Production. 2015. Vol. 103. P. 140–148.

7. Gil M. V., Rubiera F. Coal and biomass cofiring: fundamentals and future trends // New Trends in Coal Conversio. P. 117–140.

8. Pereira M. F., Nicolau V. P., Bazzo E. Exergoenvironmental analysis concerning the wood chips and wood pellets production chains // Biomass and Bioenergy. 2018. Vol. 119. P. 253–262.

9. Sheikh K. E., Khan M. J. H., Hamid M. D. and Bukharkina T. V. Advances in reduction of NOx and N2O emission formation in an oxy-fired fluidized bed boiler // Chinese J. of Chemical Engineering. 2018. Vol. 23.

10. Nigay N. A., Kuznetsov G. V., Syrodoy S. V. Estimation of energy consumption for drying of forest combustible materials during their preparation for incineration in the furnaces of steam and hot water boilers // Energy sources, part A: recovery, utilization, and environmental effects/ https://doi.org/10.1080/15567036.2019.1604910.

11. Schenck H. Theories of engineering experimentation. London: McGraw-Hill Book, 1968.

12. Rivkin S. L., Aleksandrov A. A. Thermophysical properties of water and water vapor. Thermal properties of water and steam. Moscow, 1980.

УДК 620.424.1

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛОЖЕНИЯ СОРБЕНТА НА ОСНОВЕ ОКСИДА ЦИНКА В ПРОЦЕССЕ СЕРООЧИСТКИ СИНТЕЗ-ГАЗА В ПАРОГАЗОВОМ ЦИКЛЕ С ГАЗИФИКАЦИЕЙ УГЛЯ

А. Д. Никитин, А. Ф. Рыжков

Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия

Приоритетным направлением тепловой энергетики на твердом топливе является повышение эффективности и экологической безопасности с приближением к нулевому уровню выбросов вредных веществ. Для достижения указанных целей в настоящее время создают новые схемы парогазовых установок с внутрицикловой газификацией (ПГУ-ВЦГ), как альтернативный вариант прямому сжиганию топлива. Основным узлом ПГУ-ВЦГ является газификатор твёрдого топлива, в котором в результате неполного сгорания твердого топлива получается синтез-газ. Основными компонентами синтез-газа являются H_2, CO, CO_2, H_2O и

N_2. Для последующего сжигания в газотурбинной установке синтез-газ необходимо очистить от вредных примесей, в частности – от серы. В действующих ПГУ-ВЦГ применяется мокрая сероочистка синтез-газа при температурах ниже 200 °С. Применение горячей сероочистки при температурах около 500 °С позволит заметно (на 2–4%) повысить эффективность цикла ПГУ-ВЦГ [1]. Однако проблема выбора сорбента для горячей газоочистки пока не решена. [2, 3] Наиболее предпочтительным сорбентом для горячей сероочистки при 350–500 °С является ZnO [4]. Целевые реакции поглощения серосодержащих газов выглядят следующим образом:

$$ZnO + H_2S \rightleftarrows ZnS + H_2O, \quad (1)$$

$$ZnO + COS \rightleftarrows ZnS + CO_2. \quad (2)$$

Помимо целевой реакции с серосодержащими газами, сорбент может вступать во взаимодействие с иными компонентами синтез-газа по так называемым побочным реакциям. Перечень основных побочных реакций приведен ниже.

$$ZnO + H_2 \rightleftarrows Zn + H_2O, \quad (3)$$

$$ZnO + CO \rightleftarrows Zn + CO_2, \quad (4)$$

$$4ZnO + CH_4 \rightleftarrows 4Zn + CO_2 + 2H_2O, \quad (5)$$

$$2ZnO + C \rightleftarrows 2Zn + CO_2. \quad (6)$$

Наложение побочных реакций на целевую в температурной области их совместного протекания будет накладывать определённые ограничения на применение метода сухой горячей сероочистки в ПГУ-ВЦГ. Для обоснованного выбора оптимальных параметров системы сухой сероочистки в зависимости от типа угля, технологии газификации и требований к качественному составу топливного газа для газовой турбины следует осуществить комплексные экспериментально-теоретические исследования поведения ZnO-содержащего сорбента в средах, задействованных в уравнениях (1)–(6).

В соответствии с принципом Ле-Шателье, содержащиеся в синтез-газе водяной пар и диоксид углерода, с одной стороны, замедляют улавливание серы по целевым реакциям (1) и (2), но с другой стороны – препятствуют разложению ZnO по реакциям (3) и (4). В данной работе рассматривается влияние состава синтез-газа на побочные реакции ZnO-сорбента. Замедление реакций разложения в синтез-газе по сравнению с чистыми H_2 и CO позволит увеличить температуру процесса сероочистки. Термодинамических оценок для выбора параметров процесса недостаточно, так как требуется учет влияния кинетики реакций.

Экспериментальные исследования термической устойчивости ZnO-сорбентов проводились либо в чистых газах [5, 6], либо в модельных смесях [7, 8], приближенных к расчетному режиму для определенного газификатора. Целью данной работы является исследование разложения ZnO-сорбента в широком диапазоне варьирования состава синтез-газа.

В качестве материала использовались дробленые гранулы сорбента Katalco 32-4 Johnson Matthey фракции 0-200 мкм. По данным сканирующей электронной микроскопии состав ZnO-сорбента следующий: 94,2% – ZnO, 3,6% – Al_2O_3, 0,6% – Fe_2O_3, 1,4% – CaO. Предварительной сушки или прокалки пробы не проводилось, влажность пробы – аналитическая. Для сопоставления с сорбентом проводились отдельные опыты с порошком чистого ZnO по ГОСТ 10262-73. При исследовании реакции (6) использовалась смесь сорбента с древесным углем в качестве источника углерода.

Исследования выполнялись на комплексе для термогравиметрического анализа, включающем прибор NETZSCH STA 449F3, квадрупольный масс-спектрометр QMS 403C Aëolos и вспомогательное оборудование. Масса навески сорбента составляла около 25 мг. Навеска нагревалась от комнатной температуры до 1000 °C со скоростью 15 °C/мин. Расход газа составлял около 100 мл/мин. Дополнительно для защиты блока весов снизу, в противоток основному газу, подавался аргон с расходом 20 мл/мин. Как показывают результаты проведённого CFD-моделирования, защитный газ не доходит до навески и не влияет на скорость конверсии. Масс-спектрометр использовался для определения состава и расхода газов на выходе из прибора. Для этого предварительно была осуществлена калибровка масс-спектрометра по смесям каждого измеряемого газа (H_2, CO, CO_2, CH_4, N_2, O_2, H_2O) с аргоном, в результате чего были получены поправочные коэффициенты для нормирования всех ионных токов масс-спектрометра по аргону. По расходу защитного аргона и соотношению нормированных ионных токов определялся расход и состав дутья. Согласно результатам газового анализа продуктов реакций, газ подавался с большим избытком, что исключает ограничение скорости реакции в связи с расходом дутья.

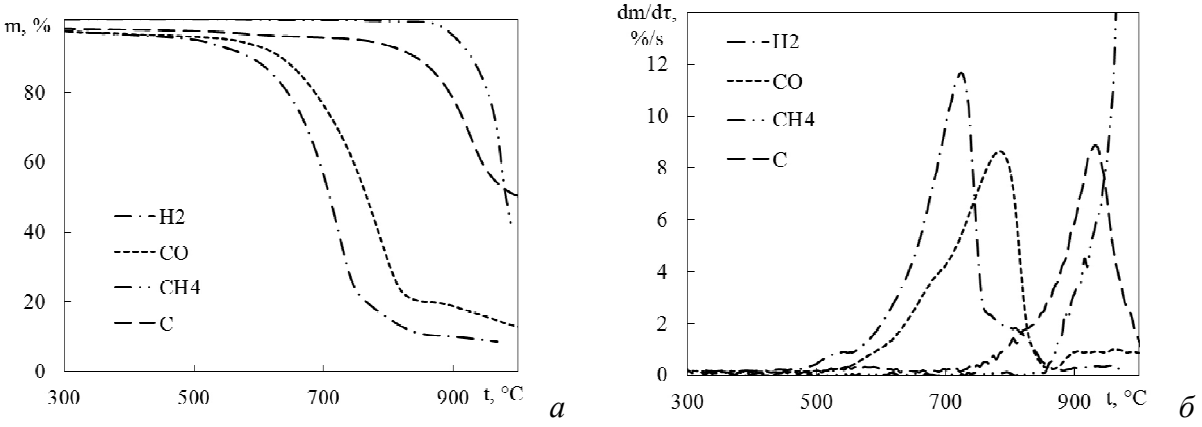
Определение температуры начала интенсивного разложения ZnO выполнялось по безразмерной скорости реакции:

$$R_\tau = \frac{1}{m_\tau}\frac{dm}{d\tau} > 0.0001. \qquad (7)$$

Исследование проводилось в три этапа. На первом этапе рассматривались побочные реакции в чистом виде, то есть в однокомпонентном газе. На втором этапе варьировалась концентрация активного компонента (H_2 и CO_2) путем разбавления инертным газом. На третьем этапе проводилось варьирование соотношений H_2O/H_2 и CO_2/CO в подаваемом газе.

В результате отдельно проведенных опытов по сопоставлению разложения сорбента с чистым ZnO выявлено отсутствие влияния примесей в сорбенте на его разложение.

На рис. 1 показаны результаты первого этапа. Видно, что в первую очередь происходит разложение в результате взаимодействия с H_2 и CO при температурах около 500 °C, взаимодействие с CH_4 и C начинается значительно позже, при 850 °C. В связи с этим на втором этапе были рассмотрены только реакции сорбента с H_2 и CO.



а *б*

Рис. 1. Разложение сорбента на основе ZnO при взаимодействии с чистыми компонентами синтез-газа: ТГ-кривые (*а*) и ДТГ-кривые (*б*)

На рис. 2 показаны ТГ-кривые, полученные при варьировании концентрации H_2, и безразмерные скорости реакции, рассчитанные с учетом гипотезы о первом порядке реакции. Совпадение безразмерных скоростей подтверждает первый порядок реакции по водороду. Аналогичным образом был получен первый порядок для реакции сорбента с CO.

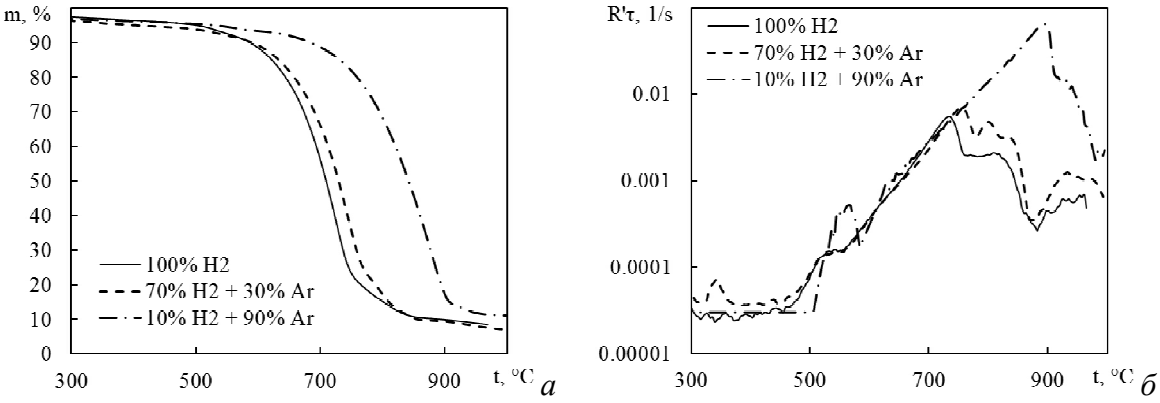


Рис. 2. Результаты варьирования концентрации H_2: ТГ-кривые (*а*) и безразмерная скорость реакции (*б*)

По результатам обработки полученных на третьем этапе данных (рис. 3) построены зависимости предельной температуры сероочистки ZnO-сорбентом от соотношений H_2O/H_2 и CO_2/CO (рис. 4).

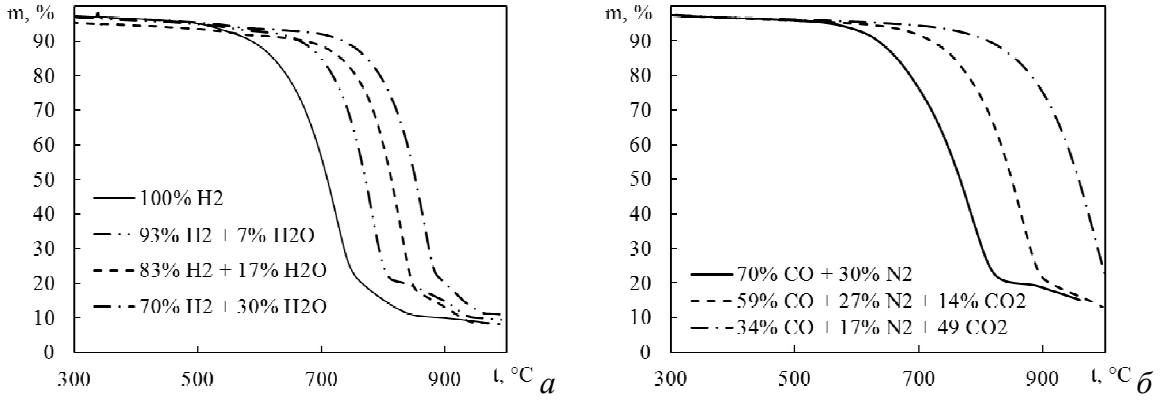


Рис. 3. Разложение ZnO-сорбента при варьировании соотношения H_2O/H_2 (*а*) и CO_2/CO (*б*)

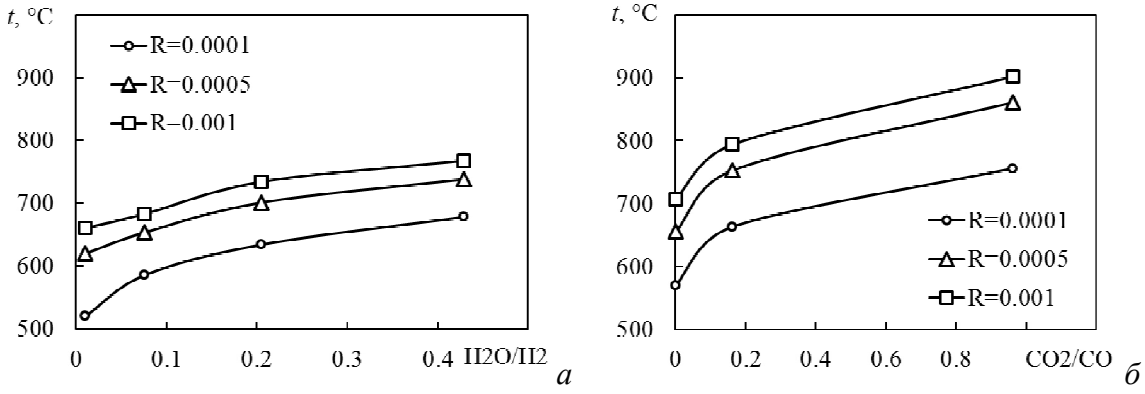


Рис. 4. Зависимость температуры начала разложения сорбента от соотношения H_2O/H_2 (*а*) и CO_2/CO (*б*)

Температура начала реакции разложения сорбента не зависит от изменения концентрации H_2 и CO при разбавлении инертным газом или продуктами реакции. Однако температура начала интенсивного разложения сорбента увеличивается при снижении концентрации восстановителей. Увеличение соотношения H_2O/H_2 и CO_2/CO за счет разбавления чистых H_2 и CO продуктами разложения значительно увеличивает границу термической устойчивости сорбента. Концентрации H_2 и CO и соотношения H_2O/H_2 и CO_2/CO в реальных синтез-газах

позволяют без дополнительных мероприятий применять сорбенты на основе ZnO при температурах до 650 °C.

Литература

1. Giuffrida A., Romano M., Lozza G. Thermodynamic analysis of air blown gasification for IGCC plants // Applied Energy. 2011. Vol. 88. P. 3949–3958.
2. Woolcock P., Brown R. A review of cleaning technologies for biomass-derived syngas // Biomass&Bioenergy. 2013. Vol. 52. P. 54–84.
3. Meng X., Jong W., Pal R., Verkooijen A. In bed and downstream hot gas desulphurization during solid fuel gasification: A review // Fuel Proc. Tech. 2010. Vol. 91. P. 964–981.
4. Girard V., Baudot A., Chiche D., Bazer-Bachi D., Bounie C., Geantet C. Rational selection of single oxide sorbents for syngas desulfurization regenerable at reduced temperature: Thermochemical calculations and experimental study // Fuel. 2014. Vol. 128. P. 220–230.
5. Ko T., Chu H., Chaung L. The sorption of hydrogen sulfide from hot syngas by metal oxides over supports // Chemosphere. 2005. Vol. 58. P. 467–474.
6. Sun J., Modi S., Liu K., Lesieur R., Buglass J. Kinetics of zinc oxide sulfidation for packed-bed desulfurizer modeling // Energy&Fuels. 2007. Vol. 21. P. 1863–1871.
7. Jun H., Jung S., Lee T., Kim J. The effect of HCl and H2O on the H2S removing capacities of Zn-Ti-based desulfurization sorbents promoted by cobalt and nickel oxide // Korean J. Chem. Eng. 2004. Vol. 21, Iss. 2. P. 425–429.
8. Fan H., Li C., Guo H., Xie K. Microkinetics of H2S removal by zinc oxide in the presence of moist gas atmosphere // J. Natural Gas Chem. 2003. Vol. 12. P. 43–48.

УДК 661.937.2

СНИЖЕНИЕ ПРИМЕСЕЙ В ТЕХНИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КИСЛОРОДЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ РЕКТИФИКАЦИИ

В. Н. Павлечко[1], В. С. Францкевич[1], Ю. И. Шалухо[2], М. В. Филиппов[2]

[1]Белорусский государственный технологический университет, г. Минск
[2]Общество с ограниченной ответственностью «Крион», г. Минск, Республика Беларусь

В настоящее время кислород в ОАО «Крион» получают с высокой концентрацией, достигающей 99,5% и более. Однако для отдельных потребителей требуется более высокая чистота продукта и для ее достижения требуется значительное количество ступеней контакта и соответствующие затраты энергии.

Разделение воздуха на составляющие (азот, кислород, аргон и др.) осуществляется в ректификационных колоннах с ситчатыми тарелками. Эффективность тарелок невысока и составляет ориентировочно 30%, а их количество в укрепляющей части колонны достигает несколько десятков.

Главными особенностями массообменных аппаратов пленочного типа являются практическое отсутствие перепада давления по высоте аппарата и малый объем жидкости в аппарате. Первый фактор способствует отсутствию в аппаратах этого типа гидростатической депрессии, а второй – малому времени пребывания жидкости в аппарате по сравнению со вре-

менем пребывания продукта в аппаратах объемного заполнения. Эти факторы обусловливают область их применения: ректификация или дистилляция под вакуумом термически нестойких продуктов, теряющих свои потребительские свойства в результате длительного пребывания под воздействием высоких температур [1].

Проведение массообменных процессов в тонком слое жидкости всегда связано с высокой интенсивностью, малым временем пребывания жидкости в аппарате, низким сопротивлением по газовой (паровой) фазе и хорошо развитой поверхностью смеси пар (газ)–жидкость. Пленочные аппараты применяются для проведения химических превращений в системах (пар) газ–жидкость, если реакция протекает быстро с выделением (поглощением) большого количества теплоты.

Наиболее благоприятные возможности, обусловленные низким гидравлическим сопротивлением пленочной аппаратуры, имеются в процессах вакуумной дистилляции термически нестойких веществ, особенно обладающих близкими температурами кипения, в том числе изомеров. Возможность обеспечения удельного гидравлического сопротивления не более 13–40 Па на одну теоретическую ступень разделения позволяет создавать ректификационные колонны с эффективностью 10–30 теоретических ступеней разделения при остаточном давлении в испарителе в пределах 15–40 Па. При разделении циклогексанона использована плоскопараллельная насадка, при разделении продуктов получения адипатгексаметилендиамина и выпаривании растворов аммиачной селитры – трубчатые аппараты [1].

Пленочные аппараты со свободно стекающей пленкой, как правило, оснащаются контуром циркуляции продукта по аппарату, что сразу же позволяет использовать греющие камеры с относительно короткими (2–3 м) теплообменными трубами для обеспечения равномерности линейной плотности орошения и снижения скорости вторичных паров в теплообменных трубах. При этом внешний контур предпочтительнее внутреннего, поскольку позволяет устанавливать циркуляционный насос стандартных конструкций и использовать этот насос для перекачки отводимого из аппарата продукта, в том числе, находящегося под вакуумом в сборник под атмосферным давлением.

Для проведения процессов с большим тепловым эффектом применяются аппараты с развитой теплообменной поверхностью. Наиболее совершенной конструкцией этого типа является кожухотрубный аппарат. Жидкость, подаваемая на верхнюю трубную решетку, равномерно распределяется по трубам и в виде тонкой пленки, образованной оросителем, стекает вниз по внутренней поверхности труб. Пар отводится из верхней части аппарата.

Основными конструктивными требованиями для аппаратов с тонкой пленкой жидкости является равномерное распределение пара и жидкости по трубкам, которое не должно превышать 5–10%, а также предотвращение вредного обратного перемешивания по направлению движения взаимодействующих потоков.

Высокая эффективность пленочной ректификации в трубчатых колоннах подтверждена на некоторых бинарных смесях: метанол–вода, этанол–вода, метанол–этанол, хлорбензол–этилбензол, н-гептан–толуол, ацетон–четыреххлористый углерод, ацетон–бензол, четыреххлористый углерод–толуол и др. [1].

Предварительно гидродинамика двухфазного потока была исследована авторами на бинарной смеси вода–воздух в трубке внутренним диаметром 40 мм. Эксперименты показали, что равномерное распределение воды по периметру трубки достигается при расходе воды 80 кг/час. Предельная скорость воздуха, при которой достигается режим эмульгирования, составляет 3–4 м/с. Использование вставок, закручивающих поток воздуха, значительно снижает его предельную скорость.

Для повышения эффективности разделения компонентов воздуха при криогенных температурах, снижения материальных и энергетических затрат предложена экспериментальная тонкопленочная ректификационная установка, схема которой приведена на рисунке.

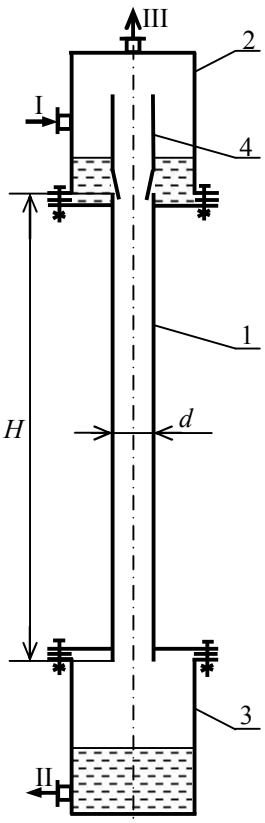


Схема экспериментальной установки: I – ввод исходного кислорода; II – вывод очищенного кислорода; III – вывод пара; 1 – массообменная трубка; 2 – верхний сборник; 3 – нижний сборник; 4 – распределительное устройство

Исходный жидкий кислород поступает в верхний сборник 2, из которого с помощью устройства 4 равномерно распределяется по периметру внутренней поверхности трубки 1. Толщина щели между трубкой 1 и распределительным устройством 4 равна 1 мм. Угол при вершине конусов нижней части устройства 4 и верхней части трубки 1 составляет 16°, благодаря чему жидкий кислород под действием гидростатического столба жидкости поступает в трубку 1 практически вертикально.

Жидкий кислород стекает по внутренней поверхности трубки 1 тонкой пленкой. При взаимодействии с поднимающимся паром жидкость обогащается кислородом, а пар – азотом. Из стекающей пленки частично испаряется кислород с примесями, образуются мелкие капли жидкости, что увеличивает поверхность массообмена и интенсифицирует процесс. Пар образуется также при кипении жидкого кислорода в нижнем сборнике 3 за счет подвода тепла от окружающего воздуха. Очищенный жидкий кислород собирается в сборнике 3 и выводится наружу. Образующийся в трубке и нижнем сборнике пар поднимается вверх и выводится наружу через патрубок, расположенный в верхней части сборника 2.

Выполнены расчеты гидродинамики, тепло- и массообмена в трубке из стали 12Х18Н10Т внутренним диаметром d = 40 мм, толщиной стенки 2,5 мм и высотой H = 1500 мм с гладкими стенками, тепло к которой подводится от атмосферного воздуха. Сверху в трубку подается жидкий кислород с концентрацией 99,5% и температурой 90 К при атмосферном давлении.

В работе использована общепринятая методика расчета тепло- и массообмена, приведенная в [2–5]. Теплофизические свойства компонентов воздуха при криогенных температурах заимствованы из [6].

Расчеты выполнены для расхода поступающего жидкого кислорода 80 кг/ч. В результате расчета определены основные гидродинамические параметры: массовая скорость жидкого кислорода составляет w = 0,177 кг/(с·м); толщина пленки жидкости для ламинарного режима δ = 0,194 мм, что почти в 20 раз меньше расстояния между осями отверстий ситчатой тарелки; приведенная толщина пленки $\delta_{пр}$ = 0,0134 мм; средняя скорость пленки жидкости $w_{ж,ср}$ = = 0,804 м/с; эквивалентный диаметр пленки $d_{экв}$ = 0,776 мм.

Скорость пара в трубке (толщина пленки жидкости не учитывалась ввиду незначительности) $w_{п}$ = 0,592 м/с. Необходимо отметить, что указанную скорость пар приобретает в верхней части трубки. Поскольку предельная скорость пара составляет величину 3–4 м/с, то определенная величина скорости пара показывает возможность ее повышения путем увеличения высоты трубки и, соответственно, поверхности тепло- и массообмена.

Величины критериев Рейнольдса для жидкой пленки $Re_{ж}$ = 2979 и для пара $Re_{п}$ = 14336 указывают на турбулентный характер движения обеих фаз.

Расчет показателей теплообмена установки с окружающим воздухом: коэффициент теплоотдачи с наружной стороны трубки $\alpha_{н}$ = 10,4 Вт/(м·К), для кипящего кислорода внутри трубки $\alpha_{вн}$ = 8720 Вт/(м·К), коэффициент теплопередачи K = 10,25 Вт/(м·К). При этом учтено термическое сопротивление стекающей пленки жидкого кислорода.

При расчете поверхности теплообмена помимо трубки учитывали также сборник очищенного кислорода, и суммарная поверхность теплообмена составила $F = 0{,}335$ м^2. Количество подводимого тепла $Q = 672$ Вт; расход испаряемого кислорода $G_{\text{исп}} = 12$ кг/ч, что составляет 15% исходного жидкого кислорода.

При расчете массообмена получены следующие параметры: коэффициенты диффузии в жидкости $D_{\text{ж}} = 0{,}526 \cdot 10^{-6}$ м^2/с, в паровой фазе $D_{\text{п}} = 2{,}2 \cdot 10^{-4}$ м^2/с; критерии Шмидта $\text{Sc}_{\text{ж}} = 0{,}293$, $\text{Sc}_{\text{п}} = 0{,}0075$; коэффициент массоотдачи $\beta_{\text{ж}} = 4{,}87 \cdot 10^{-3}$ м/с = 5,53 кг/(м^2·с·мас.доля), $\beta_{\text{п}} = 0{,}0642$ м/с = 0,288 кг/(м^2·с·мас.доля); коэффициент массопередачи по параметрам жидкой фазы $k_{\text{ж}} = 0{,}275$ кг/(м^2·с·мас.доля), по параметрам паровой фазы $k_{\text{п}} = 0{,}274$ кг/(м^2·с·мас.доля).

Расход легколетучих компонентов (в пересчете на азот), переносимых из жидкости в пар, находили по формуле

$$M = k_{\text{ж}} F_{\text{тр}} \Delta c ,$$

где $F_{\text{тр}}$ – поверхность массообмена (определялась по внутренней поверхности трубки $F_{\text{тр}} = 0{,}188$ м^2) , м^2; Δc – движущая сила процесса массообмена, мас.доли.

Величина движущей силы Δc принята из следующих соображений. В равновесном состоянии начальное содержание кислорода в жидкости 99,5% соответствует его содержанию в паре 99,85% и коэффициент распределения составляет $m = 99{,}85/99{,}5 = 1{,}00352$. При испарении некоторого количества кислорода в пар переходит в m раз больше легколетучих примесей, чем их содержалось в исходном жидком кислороде, а в оставшемся неспаренном кислороде на столько же снижается их количество. Например, если 12 кг жидкости до испарения содержат 12 (100 – 99,5) /100 = 0,06 кг примесей, то после испарения она включает 12·(100 – – 99,5·1,00352)/100 = 0,018 кг. На величину (0,06 – 0,018) = 0,042 кг снижается содержание примесей в жидкости. Начальный расход примесей в неиспаряющейся части жидкости (80 – 12)·(100 – 99,5) 100 = 0,34 кг/ч. В конечном кислороде содержание примесей составляет (0,34 – 0,042) = 0,298 кг/ч, концентрация примесей – [100 – 100·(0,34 – 0,042)/(80 – 12)] = = 99,562%. Следовательно, движущая сила, выраженная параметрами жидкости, составляет (99,562 – 99,5)/100 = 0,00062 мас.долей.

Отмеченная величина движущей силы характерна только для начала процесса очистки жидкости. По мере повышения концентрации кислорода она снижается и при концентрации 99,95% составляет только десятую часть величины, рассчитанной выше. Вследствие этого движущая сила в вышеприведенной формуле взята в промежутке между максимальной и минимальной величинами (три четверти максимального значения).

Расчетная концентрация кислорода после массообмена составила 99,63%.

Следует отметить, что расчеты массообмена выполнены для бинарной смеси кислород–азот. Кислород является основным (высококипящим) компонентом, азот – примесью (низкокипящим). Фактический состав примесей определяется не только азотом, но и другими газами и их жидкостями с другими теплофизическими свойствами, чем у азота. Учесть влияние этих примесей на процесс массообмена весьма сложно. Кроме того, в расчетах использованы формулы, относящиеся к движущимся без фазового превращения жидкости и пара. Фактически массообмен в экспериментальной установке, осуществляемый между кипящей жидкостью и паром, предполагается более интенсивным по сравнению с тем, что использовано в расчетах, так как кипение жидкого кислорода обеспечивает интенсивное обновление поверхности массообмена и частично повышает поверхность контакта между фазами за счет образования волнообразной поверхности и брызг.

Расчеты выполнены по формулам, полученным и справедливым для обычных температур. Криогенные продукты накладывают специфические особенности на процессы при их использовании, в том числе и на массообмен. Поэтому проведенные расчеты следует считать

ориентировочными, а их результаты надлежит уточнить в процессе проведения экспериментальных исследований.

Литература

1. Пленочная тепло- и массообменная аппаратура (процессы и аппараты химической и нефтехимической технологии) / Под ред. В. М. Олевского. М.: Химия, 1988. – 240 с.

2. Кафаров В. В. Основы массопередачи. М.: Высшая школа, 1979. – 439 с.

3. Касаткин А. Г. Основные процессы и аппараты химической технологии. М.: Альянс, 2004. – 753 с.

4. Павлов К. Ф., Романков П. Г., Носков А. А. Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии. Л.: Химия, 1987. – 576 с.

5. Новый справочник химика и технолога. Процессы и аппараты химических технологий. Ч. 1. С.-Пб: АНО НПО «Профессионал», 2004. – 848 с.

6. Разделение воздуха методом глубокого охлаждения. Технология и оборудование. В 2 т. Т. 1. Термодинамические основы разделения воздуха, схемы и аппараты воздухоразделительных установок / Под ред. В. И. Епифанова, Е. С. Аксельрод. М.: Машиностроение, 1973. – 468 с.

УДК 544.3:544.45:536.7:661.487

ПОЛУЧЕНИЕ ФТОРИДА ВОДОРОДА ИЗ ГЕКСАФТОРИДА УРАНА В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

Д. С. Пашкевич[1], Ю. И. Алексеев[2], Д. А. Мухортов[3], П. С. Камбур[3], В. Б. Петров[3], Д. А. Баженов[4], А. Р. Зимин[2], В. В. Капустин[3]

[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия
[2] ООО "Новые химические продукты", г. Санкт-Петербург, Россия
[3]Российский научный центр "Прикладная химия", г. Санкт-Петербург, Россия
[4]Акционерное общество "Сибирский химический комбинат", г. Северск, Россия

Гексафторид урана UF_6 используют при изотопном обогащении урана в ядерном топливном цикле. В этом процессе в качестве побочного продукта образуется гексафторид урана, обеднённого по изотопу ^{235}U (ОГФУ). В настоящее время в мире накоплено более 2 млн. т ОГФУ, поэтому разработка методов его конверсии с получением коммерчески значимых соединений является актуальной задачей.

Авторами предложен способ переработки ОГФУ в пламени водородсодержащего топлива и кислорода с получением оксидов урана и фторида водорода, например:

$$UF_{6\ газ} + 3H_{2\ газ} + O_{2\ газ} \rightarrow UO_{2\ тв} + 6HF_{газ} - 583\ кДж; \quad (1)$$

$$UF_{6\ газ} + 1.5CH_{4\ газ} + 2.5O_{2\ газ} \rightarrow UO_{2\ тв} + 6HF_{газ} + 1.5CO_{2\ газ} - 1050\ кДж. \quad (2)$$

Фторид водорода используют при производстве фторидов природного урана, и промышленная реализация предложенного метода может позволить замкнуть ядерный топливный цикл по фтору.

На основе программы, разработанной авторами, были проведены расчёты термодинамически равновесного состава веществ в системе элементов U–F–O–H. В основу программы был положен метод минимизации энергии Гиббса (ΔG) смеси веществ. При расчёте рассматривали следующие вещества: UO_2, UO_3, U_3O_8, HF, H_2O, UF_4, UO_2F_2. Верхняя граница интервала температуры составляла 1900 К и диссоциацию веществ не учитывали.

Верификацию модели и программы осуществляли, сравнивая результаты расчёта с результатами расчёта в коммерческом пакете «Астра», метод расчета которого основан на поиске максимума значения энтропии [1]. Различие концентраций в термодинамически равновесной смеси, полученных с помощью указанных программ, не превысило 20% для целевых продуктов.

В табл. 1 приведены результаты расчёта при соотношении элементов 1U–6F–6H–2O. При температуре выше 1300 К основным урансодержащим веществом в термодинамически равновесной смеси является UO_2, а основным фторсодержащим – HF. Концентрации UF_4, UO_2F_2 и H_2O не превышают 0,7; 0,1 и 3,9% соответственно. Увеличение содержания кислорода приводит к появлению в термодинамически равновесной смеси U_3O_8. Увеличение содержания и водорода и кислорода в мольном соотношении 2:1 соответственно приводит к повышению концентрации воды в равновесной смеси, а высшие оксиды урана не появляются.

Таблица 1

Концентрации веществ *C* (мол.%) в термодинамически равновесной смеси в зависимости от температуры *T* (К). Δ*G* – результаты расчета с использованием авторской программы на основе минимизации энергии Гиббса

T, К	*C*, мол.%									
	UO_2		UF_4		UO_2F_2/UOF_3		H_2O		HF	
	Δ*G*	Астра	Δ*G*	Астра	Δ*G*	Астра	Δ*G*	Астра	Δ*G*	Астра
700	<0.1	<0.1	20.0	19.5	<0.1	<0.1	40.0	39.1	40.0	40.9
900	1.0	<0.1	19.0	17.8	<0.1	<0.1	40.0	35.1	40.0	47.1
1100	17.0	10.3	0.9	4.1	<0.1	<0.1	1.5	8.1	80.6	77.6
1300	16.9	13.8	0.8	<0.1	<0.1	<0.1	2.7	1.9	79.6	84.3
1500	16.7	13.4	0.3	0.6	<0.1	<0.1	3.5	2.2	79.5	83.8
1700	16.3	12.9	0.3	0.7	<0.1	0.8	3.9	2.7	79.5	82.9

В табл. 2 приведены значения адиабатической температуры продуктов реакций взаимодействия UF_6 с водородом и кислородом, метаном и кислородом, аммиаком и кислородом с образованием различных оксидов урана. Температуры плавления UO_2, U_3O_8 и UO_3 составляют 3148, 1423, и 1073 К соответственно. Температура кипения UO_2 – 3815 К, для U_3O_8 и UO_3 температуры кипения неизвестны, т.к. высшие оксиды урана превращаются в UO_2 при нагревании. Поэтому при расчёте T_{ad} для UO_2 выбирали твёрдое состояние, а для U_3O_8 и UO_3 – жидкое.

Известно, что гетерогенный факел горения теряет до 40% выделяющегося тепла излучением [2], поэтому была рассчитана температура T_{rad} продуктов с учётом потери 40% тепловой энергии, выделяющейся в факеле, излучением (табл. 2). Приведённые значения температуры выше 1300 К, поэтому процессы обработки UF_6 в пламени водорода и кислорода, метана и кислорода были исследованы экспериментально.

Для этого в АО «Сибирский химический комбинат» была создана пилотная установка с реактором типа «туннельная горелка» внутренним диаметром 142 мм.

Расход ОГФУ в опытах с метаном и водородом достигал 7 $г \cdot с^{-1}$.

Таблица 2

Значения адиабатической температуры T_{ad} и температуры с учётом теплового излучения T_{rad} при начальной температуре 400 К

Реакция	T_{ad}	T_{rad}	$-Q$, кДж
$UF_{6газ} + 3H_{2газ} + O_{2газ} \rightarrow UO_{2тв} + 6HF_{газ}$	2561	1679	583
$UF_{6газ} + 3H_{2газ} + 1.3O_{2газ} \rightarrow 0.33U_3O_{8жидк} + 6HF_{газ}$	2595	1750	674
$UF_{6газ} + 3H_{2газ} + 1.5O_{2газ} \rightarrow UO_{3жидк} + 6HF_{газ}$	2645	1800	718
$UF_{6газ} + 1{,}5CH_{4газ} + 2{,}5O_{2газ} \rightarrow UO_{2тв} + 6HF_{газ} + 1{,}5CO_{2газ}$	3257	2052	1050
$UF_{6газ} + 1{,}5CH_{4газ} + 2.8O_{2газ} \rightarrow 0.33U_3O_{8жидк} + 6HF_{газ} + 1{,}5CO_{2газ}$	3208	2163	1153
$UF_{6газ} + 1{,}5CH_{4газ} + 3O_{2газ} \rightarrow UO_{3жидк} + 6HF_{газ} + 1{,}5CO_{2газ}$	3219	2192	1196

В результате проведённых опытов было установлено, что взаимодействие UF_6 с водородом и кислородом, метаном и кислородом протекает в режиме горения при соотношении компонентов, близком к приведённым в (1) и (2).

Основными урансодержащими продуктами процессов (1) и (2) являются UO_2 и U_3O_8. В качестве фторсодержащих соединений урана были обнаружены UO_2F_2, UOF_4, UF_5, UF_4. В ряде опытов их содержание составляло величину менее 1%. Характерный размер частиц оксидов урана составлял величину порядка 1 мм, порошок был сыпучим, не склонным к комкованию и сводообразованию.

Основным фторсодержащим продуктом процесса являлась плавиковая кислота с содержанием фторида водорода более 90%.

Таким образом, результаты термодинамических расчётов хорошо совпали с результатами экспериментального исследования. Предложенный способ может стать основой промышленной технологии получения фторида водорода из ОГФУ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской федерации. УИП RFMEFI60819X0277.

Литература

1. Трусов Б. Г. Моделирование химических и фазовых равновесий при высоких температурах. М.: Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 1991.

2. Souil J. M., Joulain P., Gengembre E. Experimental and theoretical study of thermal radiation from turbulent diffusion flames to vertical target surfaces // Combustion Science and Technology. 1985. Vol. 41. P. 69–81.

УДК 620.9:662.92; 662.939.9

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА СЖИГАНИЯ И ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ ДВУХКАМЕРНЫХ ЦИКЛОННО-СЛОЕВЫХ ТОПОК

Е. А. Пицуха, Э. К. Бучилко, Ю. С. Теплицкий

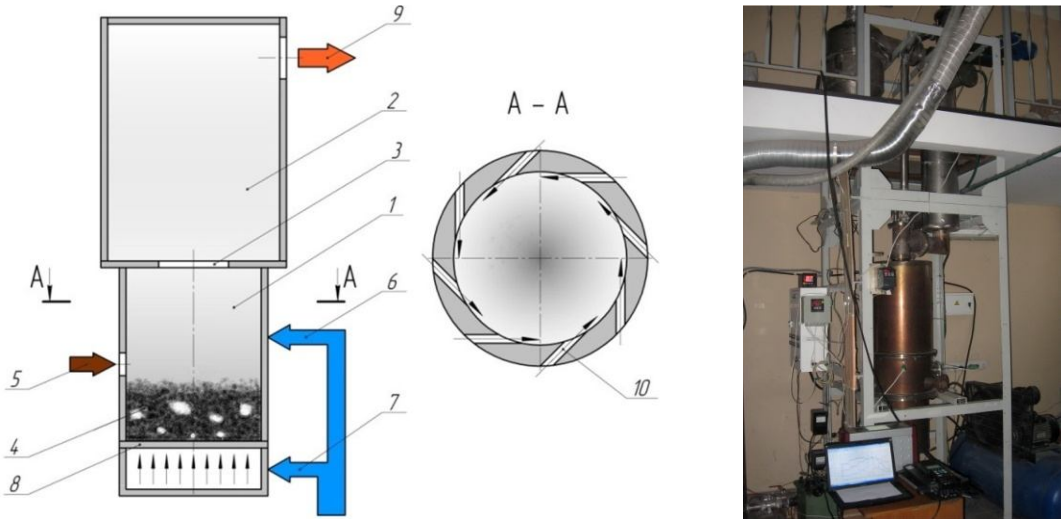
Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
pit.ea@mail.ru, ebuchilko@gmail.com, tep@hmti.ac.by

В настоящее время большое внимание уделяется возобновляемой энергетике и, в частности, производству тепловой и электрической энергии при сжигании твердых топлив биологического происхождения, таких как древесные топлива и отходы, растительные отходы, торф. Для сжигания таких топлив в основном применяются котлы, оснащенные топочными устройствами с неподвижным слоем, несколько реже используются топки с псевдоожиженным (кипящим) слоем. Характерными недостатками этих топочных устройств являются повышенные коэффициент избытка воздуха и габаритные размеры топочной камеры, а для топок неподвижного слоя еще и повышенные механический недожог топлива и эмиссия оксидов азота (NO_x).

Как показали проведенные исследования, эффективное и экологически чистое сжигание твердых биотоплив возможно реализовать в двухкамерных циклонно-слоевых топках [1, 2]. В этих топках совмещается слоевое сжигание топлива (в неподвижном или кипящем слое) с вихревым дожиганием вынесенных мелких фракций и газообразных горючих продуктов в надслоевом пространстве. Основными достоинствами двухстадийной технологии сжигания являются более качественное вихревое смесеобразование летучих и продуктов неполного горения с дутьевым воздухом в компактном топочном объеме, снижение коэффициента избытка воздуха до 1.15–1.25, уменьшение механического и химического недожога топлива, эмиссии монооксида углерода (CO) и оксидов азота (NO_x). Принципиальная схема циклонно-слоевой топки и общий вид экспериментальной установки приведены на рис. 1.

Были выполнены экспериментальные исследования топочных процессов в лабораторных и опытно-промышленных установках, оснащенных циклонно-слоевыми топками с неподвижным (НС) и кипящим (КС) слоем различного масштаба (D = 0,2–1,15 м, мощность N_{ch} = 0,008–2,35 МВт) при сжигании широкой гаммы твердых биотоплив и разработан полуэмпирический метод расчета циклонно-слоевых топок.

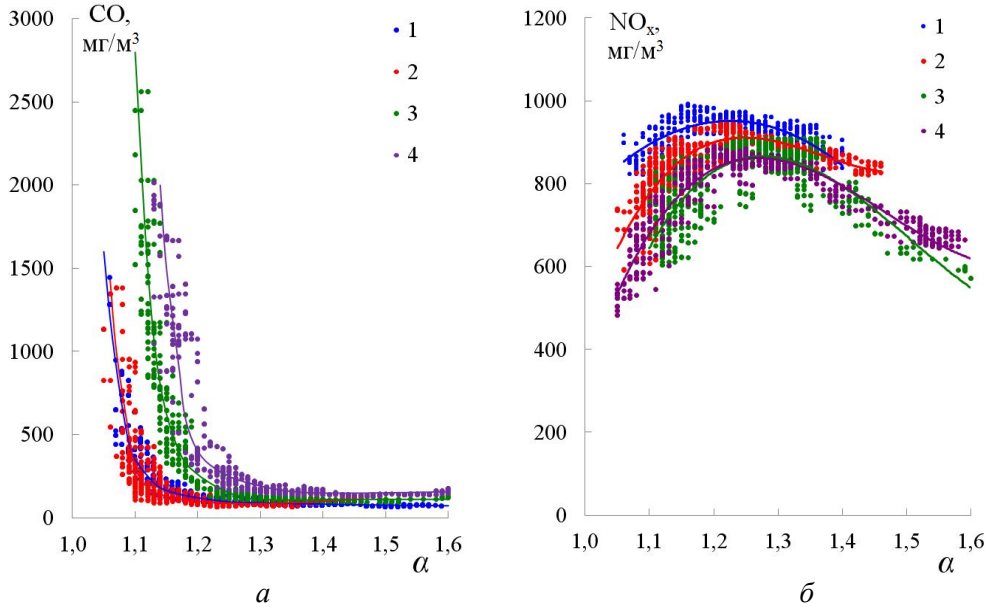
При исследовании закономерностей сжигания использовалась широкая гамма биотоплив (пеллеты из древесины, соломы, лузги подсолнечника, торфа, древесные отходы, щепа, фрезерный торф, дробленый торфобрикет) с различными теплотой сгорания ($Q^{р}_{н}$ = = 6,7–17.2 МДж/кг), влажностью ($W^{р}$= 8–55%) и зольностью ($A^{р}$ = 1–15%). Установлены зависимости концентраций монооксида углерода (CO) и оксидов азота (NO_x) в отходящих газах от коэффициента избытка воздуха (α) при сжигании вышеуказанных топлив для циклонно-слоевых топок с НС и КС различного масштаба (рис. 2). Характерной особенностью зависимости $C_{CO}(\alpha)$ является резкое падение концентрации при увеличении избытка воздуха. Установлено, что коэффициент избытка воздуха можно уменьшить до α = 1.15–1.25 при этом концентрация CO значительно ниже норм СТБ 1626.2-2006 «Установки котельные. Нормы выбросов загрязняющих веществ», а химический недожог топлива незначителен и составляет q_3 = 0.05–0.3%. Концентрация оксидов азота (NO_x) в отходящих газах сильно зависит от вида топлива. Наименьшая концентрация NO_x получена при сжигании древесных топлив, C_{NOx} = 180–280 мг/нм^3, а наибольшая – при сжигании гранул из торфа C_{NOx} = 400–980 мг/нм^3, что связано с более высоким содержанием азота в торфе.



а *б*

Рис. 1. Принципиальная схема циклонно-слоевой топки (*а*) и общий вид экспериментальной установки с циклонно-слоевой топкой БИ-1М (*б*): *1* – камера сгорания (вихревая камера); *2* – камера догорания; *3* – пережим; *4* – кипящий (плотный) слой; *5* – ввод топлива; *6* – тангенциальный ввод вторичного воздуха; *7* – ввод первичного воздуха; *8* – газораспределительная решетка; *9* – отвод продуктов горения; *10* – сопла ввода вторичного воздуха

Выполнены исследования влияния рабочей влажности биотоплива на закономерности топочного процесса и эмиссию CO и NO_x за топкой малого масштаба (D = 0.21 м) (рис. 2). Установлено, что с уменьшением влажности топлива концентрация CO в отходящих газах снижается (рис. 2, *а*). Концентрация оксидов азота NO_x при уменьшении влажности, наоборот, несколько возрастает. В исследованном диапазоне влажности W^p = 10–40% для торфяных пеллет снижение выбросов NO_x составило 10 – 30% при α = 1,1–1,4 (рис. 2, *б*).

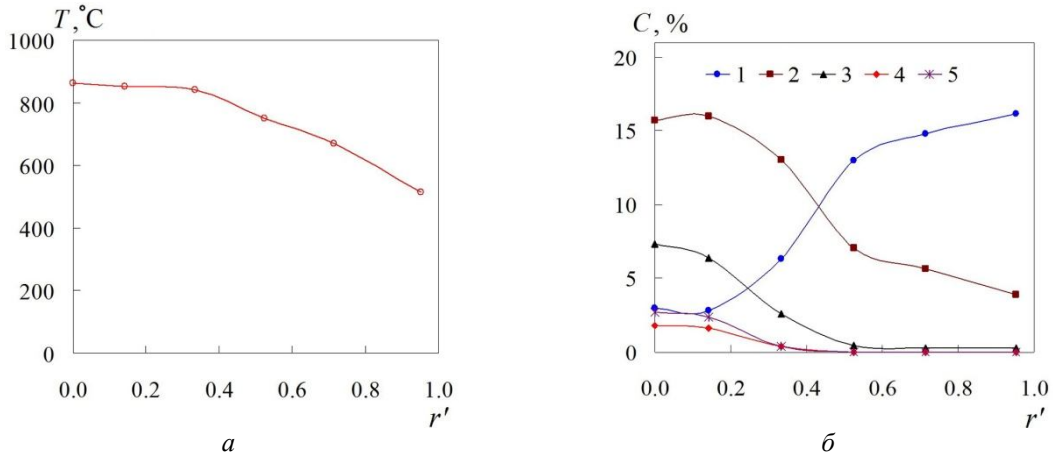


а *б*

Рис. 2. Концентрация CO и NO_x в отходящих газах экспериментальной установки малого масштаба (D = 0.21 м) с КС в зависимости от избытка воздуха (α) при различной влажности пеллет из торфа: 1 – W^p = 10%, 2 – 20, 3 – 30, 4 – 40; α_n = 0.00123, φ = 0.35–0.45, N_{ch} = 25 кВт (q_V = 520 кВт/м^3), d_{out}/D = 0.5

Экспериментально установлен характер распределения температуры и концентраций газов (CO, CO_2, H_2, O_2, CH_4) в камерах сгорания и дожигания, позволяющий определить ак-

тивные зоны реагирования топлива с окислителем при двухступенчатом вихревом сжигании (рис. 3). Выявлено, что в горизонтальных сечениях камеры сгорания профиль этих параметров неравномерный. Максимальные значения температуры наблюдаются в центральной области этой камеры и, как правило, составляют 820–950 °С. На периферии камеры сгорания уровень температур значительно ниже, обычно 400–600 °С. Максимум концентрации горючих газовых компонент (CO, CH_4, H_2) также находится в центральной области камеры, а максимум концентрации O_2 – на ее периферии.



а *б*

Рис. 3. Температура (*а*) и объемная концентрация газов (*б*) в верхнем сечении камеры сгорания (z = 0.44 м, отсчет от газораспределителя, см. рис. 2) при сжигании пеллет из соломы W^p = 8% в циклонно-слоевой топке с КС малого масштаба (D = 0.21 м): 1 – O_2; 2 – CO_2; 3 – CO; 4 – CH_4, 5 – H_2, d_{out}/D = 0.5, α_n = 0.00123, φ = 0.35, q_V = 520 кВт/м^3 (N_{ch} = 25 кВт), α = 1.2–1.25

Выполнено численное моделирование топочных процессов в циклонно-слоевых топках с использованием стандартной k-ε–модели турбулентности и модели горения Магнуссена, показано удовлетворительное согласование результатов расчета и эксперимента.

Разработан полуэмпирический метод расчета циклонно-слоевых топок, в соответствии с которым определение их основных геометрических и режимных параметров выполняется в два этапа.

На первом этапе определяются предварительные величины этих параметров по эмпирическим зависимостям, установленным на основе полученных опытных данных по гидродинамике и горению. Тепловой расчет двухкамерной циклонно-слоевой топки выполняется в соответствии с нормативным методом расчета котельных агрегатов [3] с использованием известной формулы Гурвича (1) в которой параметр M был определен на основании экспериментальных данных:

$$\theta_{out} = \frac{T_{out}}{T_a} = \frac{\mathrm{Bo}^{0.6}}{M\, a_{ch}^{0.6} + \mathrm{Bo}^{0.6}} = \frac{1}{M\left(\dfrac{a_{ch}}{\mathrm{Bo}}\right)^{0.6} + 1}. \qquad (1)$$

Параметр M характеризует структуру объемного температурного поля и особенности суммарного теплообмена для определенного класса (типа) топочных камер. В результате обработки опытных данных для исследованных циклонно-слоевых топок мощностью N_{ch} = = 0,0165–2,35 МВт, включая экспериментальные установки малого масштаба и топки промышленного масштаба (D = 0,2–1,15 м), работающие на различных видах сухих и влажных твердых биотоплив с W^p = 8–55%, установлена величина параметра M = 0,52. На рис. 4 приведен график зависимости ($1/\theta_{ch} - 1$) от комплекса (a_{ch}/Bo) для различных циклонно-слоевых топок. На этом же графике приведена зависимость (1) при величине параметра M = 0,52.

В соответствии с нормативным методом теплового расчета котлоагрегатов для выполнения условия предупреждения шлакования необходимо, чтобы температура на выходе топки не превышала температуру начала деформации золы топлива $T_{out} < t_1$. Число Больцмана (Bo) и степень черноты топки (a_{ch}), входящие в формулу (1) определяются в соответствии с методиками, изложенными в нормативном методе. Расчет проводится методом последовательных приближений с корректировкой геометрических и режимных параметров до выполнения условия предупреждения шлакования.

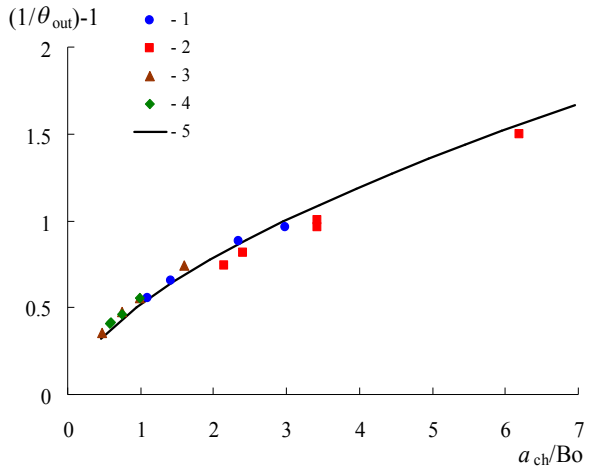


Рис. 4. Зависимость $(1/\theta_{out} - 1)$ от комплекса (a_{ch}/Bo) для циклонно-слоевых топок различного масштаба: 1 – N_{ch} = 0.0165 МВт (D = 0.2 м); 2 – N_{ch} = 0.025 МВт (D = 0.21 м); 3 – N_{ch} = 0.57 МВт (D = 0.7 м); 4 – N_{ch} = 2.35 МВт (D = 1.15 м); 5 – зависимость (1) при M = 0.52

На втором этапе выполняется численное моделирование топочного процесса сжигания топлива в циклонно-слоевой топке, геометрия и режимы которой были получены на первом этапе расчета. Расчет также выполняется методом последовательных приближений с необходимой корректировкой геометрии и режимов. Критериями завершенности расчета являются два условия: 1) условие предупреждения шлакования $T_{out} < t_1$; 2) условие полного выгорания продуктов газификации в объеме топки $q_{3,out} < q_3$ (q_3 – допускаемый химический недожог, %). В результате численного моделирования определяются локальные характеристики топочного процесса: распределения скорости, давления, температуры, концентраций газов в объеме топочной камеры, тепловые потоки через ее стенки. Таким образом, разработанный полуэмпирический метод расчета циклонно-слоевых топок более полно учитывает особенности сжигания топлива с получением большего объема информации, необходимой для проектирования, что увеличивает достоверность и надежность проектных решений и позволит снизить материальные затраты по доработке конструкций на этапе внедрения опытных образцов новых высокоэффективных циклонно-слоевых топок.

Обозначения

a_{ch} – степень черноты топки; Bo – число Больцмана; C – концентрация газов, мг/нм^3 (%); D – внутренний диаметр циклонной камеры, м; d_{out} – диаметр отверстия пережима, м; N_{ch} – мощность топки, МВт; Q – общий расход воздуха на горение (донного и тангенциального), м^3/с; Q_b – расход воздуха донного дутья, м^3/с; $Q^p_н$ – низшая теплота сгорания топлива, МДж/кг; q_V – тепловое напряжение топочного объема, кВт/м^3; T_a – адиабатическая температура горения, К; T_{out} – температура газов на выходе из топки, К; W^p – рабочая влажность топлива, %; z – продольная координата, м; α – коэффициент избытка воздуха; $\alpha_n = f_n/F_s$ – безразмерная площадь входного сечения (живое сечение сопел); $F_s = \pi DH$ – площадь боковой поверхности циклонной камеры, м^2; f_n – площадь входного сечения сопел, м^2; $\varphi = Q_b/Q$ – доля донного дутья.

Литература

1. Рябов Г. А., Литун Д. С., Пицуха Е. А., Теплицкий Ю. С., Бородуля В. А. Опыт сжигания различных видов биомассы в России и Белоруссии // Электрические станции. 2015. № 9. С. 9–17.

2. Пицуха Е. А., Теплицкий Ю. С., Бучилко Э. К. Новый высокоэффективный метод двухстадийного сжигания твердых биотоплив в кипящем слое // Энергоэффективность. 2017. № 3. С. 28–31.

3. Кузнецов Н. В. и др. Тепловой расчёт котельных агрегатов (Нормативный метод) / Под общей ред. Н. В. Кузнецова. М.: Энергия, 1973. – 296 с.

УДК 532.517.6:536.24

ТЕРМОМЕХАНИКА ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ В КАНАЛАХ СЛОЖНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ПРИ ЗАПОЛНЕНИИ И ОЧИСТКЕ ПОЛОСТИ ПЕРЕМЕННОГО ОБЪЕМА (ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ПОРШНЕВЫМ ДВИГАТЕЛЯМ)

Л. В. Плотников, Б. П. Жилкин, М. О. Мисник, Л. Е. Осипов

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

Поршневые двигатели внутреннего сгорания (ДВС) являются одними из самых распространенных преобразователей энергии среди тепловых двигателей, и они применяются практически во всех отраслях народного хозяйства [1]. Их широкое распространение обусловлено простотой конструкции и возможностью использования различных видов топлива, начиная с традиционных органических топлив (бензин, дизельное топливо, газ и др.) и заканчивая нетрадиционными (в том числе возобновляемыми) топливами (водород, биогаз, генераторный газ и т.д.) [2, 3]. При этом эффективность поршневых ДВС зависит от многих факторов, одним из которых является тепломеханическое совершенство процессов в газовоздушных системах двигателей в период заполнения цилиндра рабочим телом и очистке цилиндра от продуктов сгорания. Особенности газодинамики и теплообмена газовых потоков во впускной системе во многом определяет качество процессов смесеобразования и сгорания [4, 5], а в выпускной системе – эффективность работы системы турбонаддува и тепловое состояние деталей и узлов двигателя [6, 7]. Совершенствованию процессов газообмена в поршневых двигателях посвящено много разнонаправленных работ, среди которых можно выделить работы по созданию оригинальных математических моделей [8], совершенствованию конструкций впускной [9] и выпускной [10] систем, а также комплексном подходам к изучению и улучшению процессов в газовоздушных трактах ДВС [11, 12].

В данной статье представлены результаты экспериментальных исследований термомеханики стационарных и нестационарных потоков в газовоздушных системах при заполнении и очистке полости переменного объема (цилиндра) поршневого двигателя.

Исследования проводились на одноцилиндровой модели ДВС с диаметром цилиндра 82 мм и ходом поршня 71 мм при частоте вращения коленчатого вала от 600 до 3000 мин$^{-1}$. Газовоздушная система в обобщенном виде состояла из впускного или выпускного трубопровода, канала в головке цилиндра, клапанного узла и цилиндра с переменным объемом от 0,042 до 0,375 дм^3. Рабочей средой в опытах являлся воздух с температурой 20–24 ^{o}C при ба-

рометрическом давлении. В случае исследования стационарных потоков (заполнение и очистка полости бесконечно большого объема) поршневая группа заменялась дутьевой камерой, воздух в которую либо нагнетался насосом, либо отсасывался эксгаутером.

Экспериментальные исследования проводились на базе термоанемометра постоянной температуры. Для определения мгновенных значений скорости потока использовался датчик с нитью (диаметром 5 мкм и длиной 5 мм), размещенной перпендикулярно оси канала. Для определения локального коэффициента теплоотдачи – аналогичный датчик, но с нитью, размещенной на поверхности фторопластовой подложки, которая устанавливалась заподлицо в исследуемом трубопроводе. В данном случае определение локального коэффициента на границе стенка–поток жидкости основано на эффекте гидродинамической аналогии теплообмена (аналогии Рейнольдса). Она подразумевает единство процессов передачи импульса и тепла в турбулентном потоке и устанавливает однозначную связь между теплопередачей и гидравлическим сопротивлением, т. е. трение на поверхности теплообмена и перенос теплоты через эту поверхность являются связанными между собой [13]. Подробнее методики определения скорости и локального коэффициента теплоотдачи описаны в [14]. Параметр степени турбулентности Tu использовался в данном исследовании для количественной оценки пульсационных составляющих скорости потока воздуха [13].

Установлено, что степень турбулентности Tu при очистке полости бесконечного большого объема на порядок выше, чем при заполнении цилиндра. Это связано с тем, что при очистке цилиндра поток воздуха проходит через клапанный механизм двигателя, который существенно турбулизирует поток, поступающий в выпускную систему. Повышенная турбулизация потока при очистке цилиндра приводит к интенсификации теплообмена в выпускной системе до 30% по сравнению с системой впуска. Высокие значения Tu и $\bar{\alpha}$, а также высокая температура газов в выпускной системе свидетельствуют о существенной температурной нагрузке деталей и узлов поршневого ДВС.

Установлено влияние поперечного профилирования участка газовоздушной системы на степень турбулентности стационарных потоков воздуха при заполнении и очистке полости бесконечно большого объема. В случае заполнения цилиндра воздухом применение профилированной трубы с квадратным поперечным сечением приводит к снижению Tu в среднем на 15% по сравнению с базовой впускной системой. Установка впускной трубы с треугольным сечением, наоборот, вызывает турбулизацию потока с ростом Tu в пределах 5%. В случае очистки полости бесконечно большого объема применение профилированных участков приводит к снижению Tu потока вплоть до 30 и 40% соответственно. По мнению авторов, стабилизация потока воздуха при заполнении и очистке цилиндра связана с влиянием устойчивых вихревых структур, образующихся в углах профилированных труб.

Проведена оценка влияния профилированных участков в газовоздушных системах на интенсивность теплообмена при заполнении и очистке полости бесконечно большого объема. Опыты показали, что при использовании во впускной системе профилированной трубы при скоростях потока воздуха до 30–40 м/с наблюдается подавление теплоотдачи на величину до 25% по сравнению с базовой впускной системой. При $w > 40$ м/с, видимо, происходит перестройка структуры потока и уже имеет место рост коэффициента теплоотдачи на величину до 10%. В случае очистки полости бесконечно большого объема использование профилированных участков в выпускной системе ДВС при всех скоростях потока наблюдается подавление теплоотдачи, т. е. снижение $\bar{\alpha}$ до 30%.

Далее изучались газодинамика и теплообмен в газовоздушных системах при заполнении и очистке полости переменного объема. Установлено, что в этом случае нет столь существенных отличий в величине степени турбулентности Tu во впускной и выпускной системах (отличия не превышают 25%). Это свидетельствует о том, что определяющим газодинамическим фактором является нестационарность потока, а не конструкция клапанного механизма.

Следует отметить, что величина Tu нестационарных потоков определялась за полный рабочий цикл поршневого двигателя (т. е. за 2 оборота коленвала).

Показано, что величина коэффициента теплоотдачи при очистке полости переменного объема на 25–45% больше, чем при заполнении, что характерно для всех исследуемых режимов течений воздуха в газовоздушных системах поршневого двигателя. Следует отметить, что осреднение локального коэффициента теплоотдачи и скорости потока воздуха проводилось за период процесса впуска или выпуска.

Установлено влияние поперечного профилирования каналов газовоздушной системы на степень турбулентности нестационарных потоков воздуха при заполнении и очистке полости переменного объема (рис. 1). Из рисунка видно, что профилирование впускной и выпускной систем поршневого двигателя приводит к росту степени турбулентности потока как при заполнении, так и при очистке цилиндра (рост Tu составляет в среднем на 10–12%). Увеличение степени турбулентности можно объяснить формированием вторичных вихревых структур, образующихся в углах профилированных каналов.

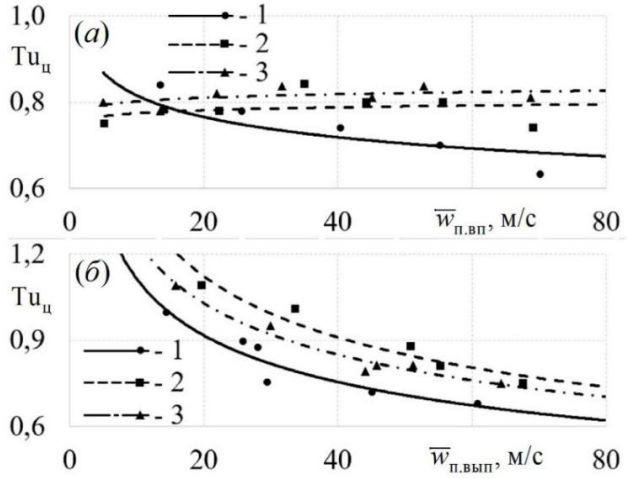


Рис. 1. Зависимости степени турбулентности Tu от средней скорости потока воздуха в измерительном трубопроводе при заполнении (*а*) и очистке (*б*) полости переменного объема при разных поперечных сечениях впускной / выпускной трубы: 1 – круг; 2 – квадрат; 3 – треугольник

Показано, что установка профилированного участка во впускной системе поршневого ДВС приводит к интенсификации теплообмена по сравнению с базовой системой впуска (рис. 2). Рост $\bar{\alpha}$ составляет от 3 до 15%. В случае профилирования участка в выпускной системе, наоборот, имеет место подавление интенсивности теплоотдачи на величину от 12 до 30%. Противоположное влияние профилированного участка на интенсивность теплоотдачи в системах впуска и выпуска можно объяснить разным физическим механизмом движения воздуха в газовоздушных системах (волнами сжатия и разряжения).

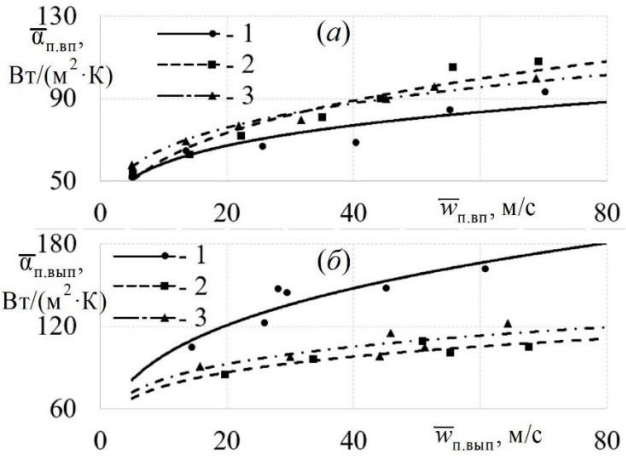


Рис. 2. Зависимости осредненного коэффициента теплоотдачи $\bar{\alpha}$ от средней скорости потока воздуха в измерительном трубопроводе при заполнении (*а*) и очистке (*б*) полости переменного объема при разных поперечных сечениях впускной / выпускной трубы: 1 – круг; 2 – квадрат; 3 – треугольник

На основании проведенного исследования можно сделать следующие основные выводы.

1. Разработана экспериментальная установка и измерительная система для исследования газодинамики и теплоотдачи стационарных и нестационарных потоков в гидравлических системах, характерных для поршневых двигателей внутреннего сгорания, при заполнении и очистке цилиндра.

2. Установлено, что при очистке полости бесконечного большого объема степень турбулентности Tu на порядок выше, чем при заполнении цилиндра. При этом показано, что в случае заполнения и очистки полости переменного объема нет столь существенных отличий в величине степени турбулентности (отличия не превышают 25%).

3. Выявлено, что в случае заполнения или очистки полости бесконечно большого объема воздухом применение профилированных участков приводит к снижению Tu в диапазоне от 0 до 15%. При заполнении или очистке полости переменного объема профилирование впускной и выпускной систем поршневого ДВС, наоборот, приводит к росту степени турбулентности потока в среднем на 10–12%.

4. При заполнении полости бесконечно большого объема через профилированную впускную систему при скоростях потока воздуха примерно до 30–40 м/с наблюдается подавление теплоотдачи на величину до 25%, а при $w > 40$ м/с имеет место рост $\bar{\alpha}$ на величину до 10%. При очистке полости бесконечно большого объема использование профилированных участков вызывает снижение коэффициента теплоотдачи до 30%.

5. При заполнении полости переменного объема установка профилированного участка с квадратным или треугольным сечением во впускной системе двигателя приводит к интенсификации теплообмена (рост $\bar{\alpha}$ составляет 3–15%). При очистке полости переменного объема, наоборот, имеет место подавление интенсивности теплоотдачи на величину 12–30%.

6. Полученные данные расширяют базу данных о тепломеханических характеристиках стационарных и нестационарных потоков в гидравлических системах сложной конфигурации при заполнении и очистке цилиндра и могут быть использованы при разработке и модернизации газовоздушных систем поршневых двигателей.

Работа выполнена при поддержке РНФ в рамках научного проекта 18-79-10003.

Обозначения

Tu – степень турбулентности; $Tu_ц$ – степень турбулентности, осредненная за рабочий цикл поршневого двигателя; $\bar{\alpha}$ – осредненный коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); $\bar{\alpha}_п$ – коэффициент теплоотдачи, осредненный за период процесса впуска или выпуска, Вт/(м^2·К); $\bar{w}$ – средняя скорость потока воздуха в гидравлической системе, м/с; $\bar{w}_п$ – скорость потока воздуха, осредненная за период процесса впуска или выпуска, м/с.

Литература

1. Heywood J. B. Internal Combustion Engine Fundamentals. New York: McGraw-Hill, 1988.

2. Кавтарадзе Р. З. Теплофизические процессы в дизелях, конвертированных на природный газ и водород. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2011. – 238 с.

3. Шароглазов Б. А., Шишков В. В. Поршневые двигатели: теория, моделирование и расчет процессов. Челябинск: Изд. центр ЮУрГУ, 2011. – 525 с.

4. Zhuang H., Hung D.L.S., Yang J., Tian S. Investigation of swirl ratio impact on in-cylinder flow in an SIDI optical engine // J. Engineering Gas Turbines and Power. 2016. Vol. 138(8). P. 081505.

5. Lee K., Bae C., Kang K. The effects of tumble and swirl flows on flame propagation in a four-valve S.I. engine // Applied Thermal Engineering. 2007. Vol. 27, No. 11-12. P. 2122–2130.

6. Watson N., Janota M. S. Turbocharging the Internal Combustion Engine. London: Palgrave Macmillan Press, 1982.

7. Brodov Y. M., Grigoryev N. I., Zhilkin B. P. et al. Increasing reliability of gas–air systems of piston and combined internal combustion engines by improving thermal and mechanic flow characteristics // Thermal Engineering, 2015. Vol. 62, No. 14. P. 1038–1042.

8. Buhl S., Hain D., Hartmann F., Hasse C. A comparative study of intake and exhaust port modeling strategies for scale-resolving engine simulations // Int. J. Engine Research. 2018. Vol. 19, No. 3. P. 282–292.

9. Wang T. J. Optimum design for intake and exhaust system of a heavy-duty diesel engine by using DFSS methodology // J. Mechanical science technology. 2018. Vol. 32, No. 7. P. 3465–3472.

10. Bae M. W., Ku Y. J., Park H. S. A Study on Effects of Tuning Intake and Exhaust Systems Upon Exhaust Emissions in A Driving Car of Gasoline Engine // Transactions of the Korean Society of Mechanical Engineers B. 2019. Vol. 43, No. 5. P. 379–388.

11. Гришин Ю. А., Зенкин В. А., Хмелев Р. Н. Граничные условия для численного расчета газообмена в поршневых двигателях // ИФЖ. 2017. Т. 90, № 4. С. 1012–1017.

12. Jang J., Woo Y., Jung Y., Cho C., Kim G., Pyo Y., Han M., Lee S. Research for intake and exhaust system parameterization of 2-cylinder gasoline engine for RE-EV // Int. J. Energy Research, 2018. Vol. 42, No. 13. P. 4256–4256.

13. Мухачев Г. А., Щукин В. К. Термодинамика и теплопередача. М.: Высшая школа, 1991. – 480 с.

14. Plotnikov L. V., Zhilkin B. P. Specific aspects of the thermal and mechanic characteristics of pulsating gas flows in the intake system of a piston engine with a turbocharger system // Applied Thermal Engineering. 2019. Vol. 160. P. 114123.

УДК 621.643.001:536.2

КОНДУКТИВНО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС В ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ ТЕПЛОВОЙ ИЗОЛЯЦИИ

В. Ю. Половников

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Тепловая защита оборудования и трубопроводов играет важную роль при проведении энергосберегающих мероприятий на объектах различного назначения [1]. Рост уровня потерь теплоты или холода при транспортировке энергоносителей является причиной создания новых подходов к энергосберегающим мероприятиям при выполнении теплоизоляционных работ. Основным методом снижения потерь тепловой энергии при ее транспортировке и хранении является применение высокоэффективных теплоизоляционных материалов. Одним из таких материалов являются тонкопленочные теплоизоляционные покрытия (ТТП) [2, 3].

Исследования [3] показали, что наиболее вероятный состав ТТП включает в себя полые микросферы и многокомпонентное связующее вещество. Теплоперенос в газонаполненных полостях микросфер может осуществляться за счет теплопроводности и конвекции (радиационный теплообмен маловероятен, поскольку разности температур в слое ТТП не превышают нескольких градусов [3]). По этой причине необходимым является исследование сопряженного кондуктивно-конвективного теплопереноса в рассматриваемой системе.

Целью работы является исследование сопряженного кондуктивно-конвективного теплопереноса в слое ТТП с учетом разнородности свойств микросфер и связующих веществ.

Рассматривается слой ТТП состоящего их полых микросфер и связующего вещества. Предполагается, что на внутренней и внешней поверхностях изоляционного слоя поддерживаются постоянные температуры. На рис. 1 схематично представлена область, для которой была решена задача, учитывающая сопряженный теплоперенос в системе «полые микросферы – связующее вещество».

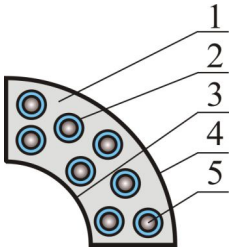


Рис. 1. Область решения задачи: 1 – связующее вещество; 2 – стенка микросферы; 3 – внутренняя поверхность изоляции; 4 – внешняя поверхность изоляции; 5 – полость микросферы

Математическая постановка задачи для рассматриваемой области решения в обобщенном виде будет описываться:

в полостях микросфер уравнениями энергии, движения и неразрывности

$$C_{i,5}\rho_{i,5}\left(\vec{w}_{i,5},\nabla T_{i,5}\right)=\lambda_{i,5}\nabla^2 T_{i,5},\ i=1\text{-}n, \tag{1}$$

$$(\vec{w}_{i,5},\nabla)\overrightarrow{w_{i,5}}=-\frac{1}{\rho_{i,5}}\nabla p_{i,5}+\nu_{i,5}\nabla^2\vec{w}_{i,5}+\vec{F},\ i=1-n, \tag{2}$$

$$\nabla\vec{w}_{i,5}=0,\ i=1-n; \tag{3}$$

в связующем веществе и стенках микросфер уравнениями теплопроводности

$$\nabla^2 T_1=0, \tag{4}$$

$$\nabla^2 T_{i,2}=0,\ i=1-n. \tag{5}$$

На внутренней и внешней поверхностях ТТП (рис. 1) значения температур считались постоянными:

$$T_{\text{ins},3}=T_{\text{in}}=\text{const}, \tag{6}$$

$$T_{\text{ins},4}=T_{\text{ex}}=\text{const}. \tag{7}$$

В местах соприкосновения между микросферами и связующим веществом выставлялись граничные условия четвертого рода:

$$\lambda_1\,\text{grad}\left(T_1\right)=\lambda_2\,\text{grad}\left(T_{i,2}\right),\quad T_1=T_{i,2},\ i=1-n. \tag{8}$$

Для стенок микросфер выполнялись условия симметрии:

$$\text{grad}\left(T_{i,2}\right)=0,\quad i=1-n. \tag{9}$$

На внутренней поверхности стенок микросфер скорость движения газовой фазы равна нулю:

$$w_{i,5} = 0\,,\ \ i = 1 - n. \tag{10}$$

Массовые силы в уравнении (2) вычислялись из следующих соотношений:

$$F_x = 0; \tag{11}$$

$$F_y = G\beta_{i,5}(T_4 - T_3), \quad i = 1 - n. \tag{12}$$

Задача (1)–(12) решена методом конечных элементов с использованием неравномерной конечно-элементной сетки.

Численное моделирование проводилось для слоя теплоизоляции толщиной 0,33 мм. Температуры на внутренней и внешней поверхностях изоляции принимались в соответствии с экспериментальными данными (табл. 1). Предполагалось, что слой ТТП на 62% состоит из микросфер диаметром 50 мкм и на 38% из связующего вещества. Рассматривались два типа полых микросфер с толщинами стенок: 5 мкм и 2 мкм. Микросферы по толщине ТТП располагались упорядоченно с «коридорным» вариантом размещения. В табл. 1 приведены результаты экспериментального определения тепловых потерь [3].

Таблица 1

Результаты экспериментального определения тепловых потерь [3]

T_3, К	359,49	339,59	319,77
T_4, К	363,15	343,15	323,15
Q, Вт/м	27,09	25,84	24,20

В табл. 2 приведены значения теплопроводности, плотности и теплоемкости компонентов ТТП, использовавшиеся при проведении численного моделирования (рис. 1).

Таблица 2

Теплофизические характеристики

Характеристика		λ, Вт/(м·К)	ρ, кг/м^3	C, Дж/кг·К
Материал микросфер	Стекло С38-1	0,92	3000	650
	Стекло С39-1	1,30	2800	650
	Стекло С41-1	0,84	3000	650
Связующее вещество	Однокомпонентное	0,175	1030	840
	Трехкомпонентное	0,048	1060	840
Газовая фаза	Воздух	0,029	1,0985	1007
	$CO_2 + N_2$	0,031	1,1	1040

В табл. 3 в качестве примера приведены величины тепловых потерь теплопровода, имеющего слой ТТП, при T_4 = 339,59 К, T_3 = 343,15 К в зависимости от состава материала (табл. 2), вычисленные в соответствии исходными экспериментальными данными (табл. 1) для кондуктивно-конвективной Q_1 и кондуктивной Q_2 [3] моделей. Результаты численного моделирования, приведенные в табл. 3, позволяют сделать вывод о существенном влиянии состава ТТП на тепловые потери теплопровода.

Сопоставление результатов численного моделирования тепловых потерь теплопровода, изолированного ТТП, с результатами экспериментальных исследований свидетельствует об их существенном расхождении (до 90%) в зависимости от состава ТТП.

Сравнение результатов численного моделирования теплопереноса в слое ТТП, выполненных с использованием кондуктивно-конвективной модели теплопереноса, с результатами

для кондуктивной модели [3], позволяет сделать вывод о том, что отклонение между ними не превышает 3% и может быть объяснено погрешностями численных расчетов. По этой причине для практических расчетов можно использовать более простую модель [3].

Таблица 3

Результаты численного моделирования теплопереноса в слое ТТП при $T_4 = 339{,}59$ К, $T_3 = 343{,}15$ К

Состав тонкопленочного теплоизоляционного покрытия			Q_1, Вт/м	Q_2 [3], Вт/м	$\frac{Q_2 - Q_1}{Q_2}100\%$	$\frac{Q - Q_2}{Q}100\%$
Толщина стенки микросферы 5 мкм	Воздух	Трехкомпонентное связующее	51,03	50,66	–0,73	48,32
		Однокомпонентное связующее	82,82	83,84	1,22	67,69
	$CO_2 + N_2$	Трехкомпонентное связующее	52,95	53,78	1,55	48,14
		Однокомпонентное связующее	85,21	83,20	–2,42	67,44
Толщина стенки микросферы 2 мкм	Воздух	Трехкомпонентное связующее	28.87	28,78	–0,33	10,2
		Однокомпонентное связующее	51,73	52,64	1,73	48,54
	$CO_2 + N_2$	Трехкомпонентное связующее	32,50	33,08	1,74	17,9
		Однокомпонентное связующее	47,53	46,60	–1,99	44,31

На рис. 2 в качестве примера представлены фрагменты типичных полей температур и скорости в рассматриваемой области решения для случая, когда $T_4 = 359{,}49$ К, $T_3 = 363{,}15$ К, связующее вещество – трехкомпонентное, материал стенок микросфер – стекло С38-1, толщина стенки 2 мкм, полости микросфер заполнены воздухом. Видно, что в полостях микросфер ТТП теплообмен осуществляется в условиях естественной конвекции в замкнутом пространстве.

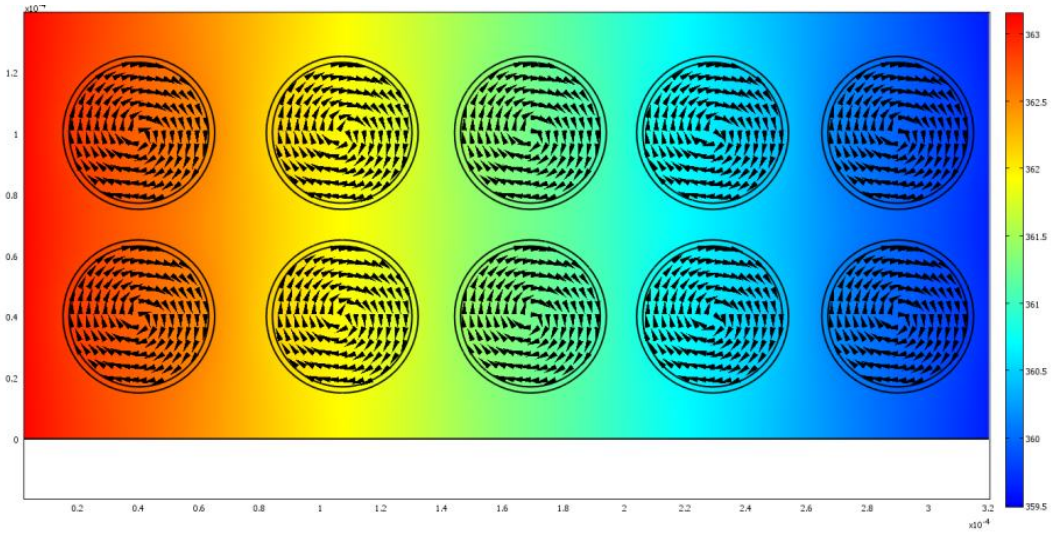


Рис. 2. Типичные поля скоростей в полостях микросфер ТТП и распределение температур в слое ТТП

Структура движения газовой среды в полостях микросфер тонкопленочного теплоизоляционного покрытия представляет собой замкнутые циркуляционные течения (максимальная скорость не превышает $7 \cdot 10^{-4}$ м/с). Здесь необходимо отметить, что для рассматриваемой задачи значения чисел Грасгоффа составляют не более $5 \cdot 10^{-7}$. Это обстоятельство подтверждает возможность использования более простой кондуктивной модели [3] при исследовании теплопереноса в ТТП.

Распределения температур, приведенные на рис. 2, демонстрируют деформацию температурного поля, вызванную разнородностью теплофизических характеристик ТТП, что соответствует представлениям о процессах теплопереноса.

Заключение. Проведено исследование кондуктивно-конвективного теплопереноса в слое ТТП с учетом разнородности свойств микросфер и связующих веществ.

На основании сопоставления результатов численного моделирования теплопереноса в слое тонкопленочной тепловой изоляции, выполненных с использованием кондуктивно-конвективной модели теплопереноса, с результатами для кондуктивной модели [3] установлено, что расхождение между ними не превышает 3% и объясняется погрешностями численных расчетов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-48-700008-р_а.

Обозначения

C – теплоемкость; F – массовые силы; G – ускорение силы тяжести; T – температура; p – давление; w – скорость; β – коэффициент температурного расширения; λ – коэффициент теплопроводности; ν – кинематическая вязкость; ρ – плотность; T_3, T_4 – температуры внутренней и наружной поверхностей, К; Q – линейные тепловые потери, Вт/м; 1–5 – в соответствии с рис. 1; n – количество микросфер, шт. Индексы: ex – внешний; ins – изоляция; in – внутренний,

Литература

1. Wanga Y., Youa S., Zhanga H., Zhenga X., Zhenga W., Miaoa Q., Luc G. Thermal transient prediction of district heating pipeline: Optimal selection of the time and spatial steps for fast and accurate calculation // Applied Energy. 2017. Vol. 206. P. 900–910.

2. Loginova N. A. Grigorev S. V., Lapin E. E., Pogorelov S. I., Ryzhenkov A. V. Choice and optimization of ratio of components to develop fast-mounted thermostable heat-insulating constructions // Thermal Engineering. 2016. Vol. 63 (5). P. 355–359.

3. Polovnikov V. Y. Conductive heat transfer in layer of thin-film thermal insulation // Bulletin of the Tomsk Polytechnic University. Geo Assets Engineering. 2019. Vol. 330, No. 5. P. 189–197.

УДК 663.252.1

О ВЛИЯНИИ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ НА ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОЦЕССА ФИЛЬТРАЦИОННОЙ СУШКИ

В. А. Потапов[1], О. Ю. Гриценко[1], Н. М. Цуркан[2], Б. Н. Корганбаев[3]

[1]Харьковский государственный университет питания и торговли, г. Харьков, Украина
[2]Харьковский торгово-экономический колледж
Киевского национального торгово-экономического университета, г. Харьков, Украина
[3]Южно-казахстанский государственный университет им. М. Ауэзова,
г. Шымкент, Казахстан

Одним из самых энергоемких процессов в пищевой промышленности является процесс сушки. В современных условиях вопросы энергосбережения особенно актуальны из-за быстрого роста дефицита первичных энергоресурсов и, соответственно, цен на энергоносители, а также роста экологических проблем, вызванных глобальным потеплением. На процесс сушки затрачивается около 25% национального потребления энергии в промышленно развитых странах [1, 2], а в пищевой и перерабатывающей промышленности – до 30%. Как известно средний коэффициент полезного действия конвективных сушилок составляет 12–80%, при этом большая часть потерь приходится на потери с отработанным сушильным агентом (40%). В связи с этим вопросы энергосбережения решаются двумя основными способами: разработкой новых методов сушки и разработкой новых технологических приемов процесса обезвоживания.

Целью данного исследования является обоснование возможности повышения энергетической эффективности процесса сушки под воздействием высокого давления при фильтрационной сушке. В Харьковском государственном университете питания и торговли был предложен способ фильтрационной сушки под высоким давлением [3], отличительной особенностью которого является использование компрессора, который выполняет функции калорифера и вентилятора традиционной конвективной сушилки (рис. 1).

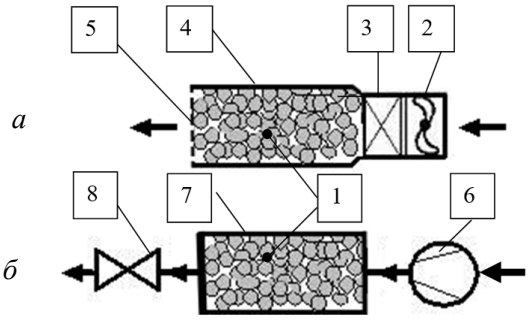


Рис. 1. Сравнение схем фильтрационной сушки: *а* – фильтрационная сушилка с вентилятором и калорифером, *б* – фильтрационная сушилка с компрессором. 1 – продукт; 2 – вентилятор; 3 – калорифер; 4 – сушильная камера; 5 – ограничительная решетка; 6 – компрессор; 7 – испарительно-конденсационный модуль (ИКМ) с материалом; 8 – дроссель

Согласно предлагаемому способу сушки влажный измельченный материал помещают в герметичную камеру – испарительно-конденсаторный модуль (ИКМ), где избыточное давление создается внешним компрессором. В результате сжатия воздух в компрессоре нагревается до необходимой температуры. При фильтрации через влажный пористый материал воздух полностью насыщается удаленной влагой, а затем образованная парожидкостная смесь под избыточным давлением удаляется из ИКМ. Таким образом, сушильный агент полностью ис-

пользует свой массообменный потенциал, охлаждаясь до температуры близкой к температуре окружающей среды в результате дросселирования на выходе из ИКМ. В результате практически отсутствуют потери теплоты с уходящим сушильным агентом, таким образом устраняется основной недостаток конвективных сушилок, приводящий, как указано выше, к их низкой энергоэффективности.

Проведем теоретическое сравнение двух способов сушки – фильтрационной сушки при нормальном давлении и фильтрационной сушки при повышенном давлении. Следует отметить, что теплоемкость процесса адиабатного сжатия воздуха в компрессоре на 40% меньше теплоемкости процесса изобарного нагревания воздуха в калорифере, что уже обуславливает теоретическую энергоэффективность процесса сушки под давлением. Однако следует учитывать тот факт, что с повышением давления повышается влагосодержание насыщенного воздуха, что влечет за собой уменьшение массообменных свойств воздуха как сушильного агента. Поэтому для детального теоретического анализа сравним удельные затраты энергии для двух способов сушки – фильтрационной сушки при нормальном давлении и фильтрационной сушки при повышенном давлении. При этом будем рассматривать одинаковые режимы: одинаковую производительность по испаренной влаге, одинаковую температуру на входе в сушилку и одинаковую температуру окружающей среды. В качестве оптимального режима сушки будем рассматривать режим полного насыщения сушильного агента на выходе из сушилки ($\varphi_2 = 1$), поскольку при этом полностью используется поглощающая способность сушильного агента, хотя для конвективной сушки такой режим на практике не используется (обычно $\varphi_2 = 0{,}5$–$0{,}6$) из-за возможной конденсации влаги на высушиваемом материале. В то же время в процессе фильтрационной сушки при повышенном давлении содержание влаги в 1 кг воздуха может быть больше, чем у полностью насыщенного воздуха, поскольку сконденсированная влага в высушиваемом материале будет по-прежнему удаляться из него в виде парожидкостной смеси под действием перепада давления.

Рассчитаем энергозатраты для этих двух способов сушки. Удельные затраты энергии (E_1) затраченной на испарение влаги и работу вентилятора по преодолению сопротивления фильтрационного слоя в процессе изобарной фильтрационной сушки рассчитываются по следующему уравнению:

$$E_1 = \frac{\upsilon_{a0}}{d_2 - d_0}\left[\rho_{a0} C_{a0}\left(t_1 - t_0\right) + \left(p_1 - p_0\right)\right]. \tag{1}$$

В случае фильтрующей сушки под высоким давлением вся энергия, подводимая к компрессору, расходуется как на нагрев сушильного агента, так и на преодоление гидродинамического сопротивления слоя материала. Кроме того, в случае наличия перепада давления между ИКМ и окружающей средой совершается положительная работа при расширении газа в дросселе от давления p_2 до давления p_0. Эта положительная работа по вытеснению парожидкостной смеси, которая образовалась вследствие контакта сушильного агента и свободной влаги в порах и макрокапилярах материала, размещенного в ИКМ. Эта дополнительная работа выполняется только при наличии перепада давления на дросселе, т. е. только в случае фильтрационной сушки под действием избыточного давления.

Если считать, что процесс расширения сушильного агента в ИКМ адиабатический, то соответствующие энергозатраты (E_2) на процесс фильтрационной сушки под давлением рассчитываются следующим образом:

$$E_2 = \frac{p_0}{\left(d_2 - d_0\right)\left(\gamma - 1\right)}\left\{\upsilon_{a0}\gamma\left[\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right] - \upsilon_{a2}\left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}}\left[1 - \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]\right\}. \tag{2}$$

Расчеты по формулам (1) и (2) проводились в Mathcad. Использовались классические уравнения для состояния влажного воздуха и стандартные данные давления насыщенного пара в зависимости от давления [4]. При расчете удельных энергозатрат использовались постоянные параметры атмосферного воздуха: $t_0 = 20$ °C; $d_0 = 0{,}01$ кг/кг, $p_0 = 101$ кПа. Параметры сушильного агента на выходе из сушилки рассчитывались из условий изоэнтальпического процесса (отсутствие потерь теплоты внутри сушилки) при заданной относительной влажности на выходе из сушилки ($\varphi_2 = 0{,}6$–1.0) и заданном давление p_2.

Результаты моделирования показали, что удельный расход энергии на фильтрационную сушку при нормальном давлении уменьшается с ростом температуры, а на фильтрационную сушку при избыточном давлении увеличивается с увеличением давления (температуры). Это связано с тем, что с повышением температуры сушильного агента его поглощающая способность ($d_2 - d_0$) больше при нормальном атмосферном давлении, чем при повышенном давлении. Поэтому уменьшение степени насыщения сушильного агента на выходе из сушилки в этом случае пропорционально увеличивает потребление энергии. Это вполне понятно, поскольку удельное потребление энергии обратно пропорционально разнице в содержании влаги на выходе и входе в сушилку ($d_2 - d_0$).

Для постоянного гидродинамического сопротивления фильтрационного слоя 5 кПа удельный расход энергии на фильтрационную сушку при нормальном давлении составляет 3200–5400 кДж/кг, тогда как для фильтрационной сушки при повышенном давлении – 1400–2700 кДж/кг, т. е. в определенном диапазоне температур (давлений) даже меньше удельной теплоты испарения воды. Это объясняется тем общеизвестным фактом, что коэффициент преобразования энергии в тепловых насосах, где полезная работа цикла равна разнице между работой сжатия и расширения газа, также больше единицы. В случае фильтрационной сушки под высоким давлением это объясняется тем, что работа, совершаемая при расширении сушильного агента, расходуется на удаление свободной воды в жидком состоянии. Количество этой свободной воды трудно определить, но из опыта фильтрационной сушки хорошо известно, что она удаляется, и тем больше, чем больше перепад давления, прикладываемого к слою продукта.

Как показывают расчеты, с увеличением гидродинамического сопротивления слоя энергопотребление процесса сушки увеличивается, как для способа сушки при нормальном давлении, так и для сушки при высоком давлении. Но увеличение давления позволяет сушить больший слой материала и, соответственно, позволяет пропорционально увеличивать длину сушильной камеры, что значительно упрощает конструкцию фильтрационной сушилки непрерывного действия в виде цилиндра с большим отношением длины к диаметру.

Как показало проведенное моделирование зависимости удельных энергозатрат от степени сжатия, для фильтрационной сушки при высоком давлении существует минимальное энергопотребление для определенного гидродинамического сопротивления и температуры сушки. Это объясняется тем, что, с одной стороны, с увеличением давления на входе, при постоянном гидродинамическом сопротивлении, увеличивается степень расширения газа на выходе из сушилки, с другой стороны, с увеличением давления на входе поглощающая способность сушильного агента уменьшается по сравнению с нормальным давлением.

Для подтверждения энергоэффективности процесса фильтрационной сушки под давлением были проведены эксперименты в диапазоне давлений на выходе из компрессора $p_1 =$ $= 0{,}2$–$0{,}6$ МПа, что соответствовало температурам на входе в ИКМ 57–90 °C для толщин фильтрационного слоя 0,015–0,15 м. КПД сушилки рассчитывался по известному уравнению

$$\text{КПД} = (t_1 - t_2)/(t_1 - t_0).$$

Температура фиксировалось термопарами на входе и выходе из ИКМ сушилки. КПД фильтрационной сушки при нормальном давлении рассчитывался в условиях изоэнтальпий-

ного процесса в сушилке (отсутствие тепловых потерь) при тех же значениях температур t_1, t_0, что и для фильтрационной сушки под давлением (рис. 2). Кривая 2 на рис. 2 соответствует теоретически максимальному КПД процесса фильтрационной сушки при нормальном давлении, когда влажность сушильного агента на выходе $\varphi_2 = 1$. Как свидетельствуют приведенные данные, тепловой КПД фильтрационной сушки под давлением на 12–15% выше, чем для обычной изобарной конвекционной сушки.

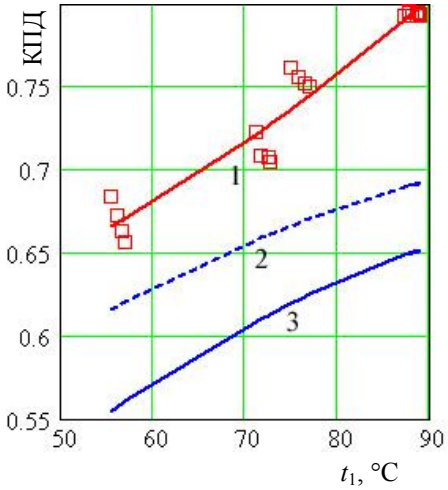


Рис. 2. Сравнение КПД процесса фильтрационной сушки при нормальном и повышенном давлении: 1 – фильтрационная сушка под давлением (эксперимент); 2 – расчетный КПД сушки при нормальном давлении $\varphi_2 = 1$; 3 – расчетный КПД сушки при нормальном давлении $\varphi_2 = 0{,}6$

Обозначения

E_1, E_2 – удельный расход энергии на фильтрационную сушку при нормальном давлении и фильтрационную сушку при высоком давлении соответственно, Дж/кг; t_0, t_1 – температура на входе в сушилку и выходе из нее, °С; p_0, p_1 – давление на входе и в сушилку выходе из нее, Па; p_2 – давление на выходе из ИКМ, Па; γ – показатель адиабаты для воздуха; d_0, d_2 – влажность воздуха на входе в сушилку и выходе из нее, (кг пара)/(кг сухого воздуха); ρ_{a0} – плотность воздуха на входе в сушилку, кг/м^3; υ_{a0}, υ_{a2} – удельный объем воздуха на входе и выходе сушилки, м^3/кг; C_{a0} – удельная теплоемкость воздуха, Дж/(кг/К).

Литература

1. Kudra T. Energy aspects in drying // Drying Technology. 2004. Vol. 22, No. 5. P. 917–932.
2. Петрова Ж. О., Слободянюк К. С. Підвищення ефективності процесу сушіння фітоестрогенної сировини // Збірник праць XVII міжнародної наукової конференції «Удосконалення процесів і обладнання харчових та хімічних виробництв» (3–8 вересня 2018 р.). Одеса, Одеська національна академія харчових технологій, 2018. С. 12–17.
3. Potapov V., Gritsenko O. Kinetics of drying of moist material in the heat-and-mass transfer module under high pressure // Industrial Technology and Engineering. 2013. No 2(07). P. 5–9.
4. Principles of heating ventilating and air conditioning. ASHRAE 1791 Tullie Circle. N.E. Atlanta, GA 30329, 2013. – 585 p.

УДК 66.047

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОНВЕКТИВНОЙ СУШКИ МАТЕРИАЛОВ, ПОДВЕРЖЕННЫХ УСАДКЕ

С. П. Рудобашта[1], Э. М. Карташов[2], Г. А. Зуева[3], В. М Дмитриев[4]

[1]Российский государственный аграрный университет – МСХА им. К. А. Тимирязева, г. Москва, Россия
[2]Российский технологический университет (Институт тонких химических технологий), г. Москва, Россия
[3]Ивановский государственный химико-технологический университет, г. Иваново, Россия
[4]Тамбовский государственный технический университет, г. Тамбов, Россия

В различных отраслях производства высушивается большое количество коллоидных капиллярно-пористых материалов, подверженных в процессе сушки значительной усадке. Кинетика их сушки рассматривается в [1, 2], представленные в этих работах математические модели реализованы численным методом, результаты же расчетов еще не в достаточной степени соотнесены с опытными данными. Так, математическая модель в [2] предполагает, что уменьшение объема материала при сушке равно объему удаленной воды, что справедливо только для частных случаев. В отличие от них, в данной работе приведена математическая модель, учитывающая усадку, дано ее аналитическое решение, получены и проанализированы опытные данные по усадке и кинетике сушки нарезанных на диски яблок.

При ее формулировке примем, что высушиваемое тело имеет форму неограниченной пластины толщиной l и что перенос влаги происходит только вдоль координаты x, перпендикулярной плоскости пластины. Начало координат поместим в центральную плоскость пластины. С учетом движения матрицы материала выразим в неподвижной системе координат плотность потока влаги через плоскость x уравнением

$$i(\tau) = -k\,\rho_0(\partial u / \partial x) + \upsilon_x\,\rho_0 u_x),$$

в котором первое слагаемое описывает массопроводность (диффузию влаги), а второе – конвективный массоперенос, вызванный движением матрицы материала.

При t_c = const скорость υ_x может быть представлена в виде $\upsilon_x = (-dR/d\tau)(x/R) = \upsilon_R(x/R)$. Величина υ_R выражает скорость усадки половины толщины высушиваемой пластины, а сомножитель x/R – корректирует ее на сечение с координатой x; u_x – локальное влагосодержание пластины в плоскости с координатой x. Согласно этому максимальную скорость перемещения имеет поверхность пластины, а скорость перемещения ее центральной плоскости равна нулю. Знак минус отражает тот факт, что перемещение влаги происходит к поверхности пластины, а усадка транспортирует влагу в обратном направлении. Рассматриваемому случаю соответствует дифференциальное уравнение конвективной диффузии (конвективной массопроводности)

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + \upsilon_x \frac{\partial u}{\partial x} = k\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad 0 < x < R, \quad \tau > 0. \tag{1}$$

Примем, что массообмен поверхности пластины с внешней газовой средой происходит по закону массоотдачи (граничное условие массообмена 3-го рода [3]):

$$\left(-k\frac{\partial u}{\partial x}|_{x=R}+\upsilon_R\, u|_{x=R}\right)\rho_0=\beta_c(C_{c.п}-C_c)\;=\;\beta_c^*(u|_{x=R}-u_p^*),\;\; x=R,\;\tau>0, \qquad (2)$$

и что в центральной плоскости пластины имеет место условие симметрии.

Обозначим для удобства $\left[\beta_c^*/(\beta_c^*-\upsilon_R\,\rho_0)\right]u_p^*=u_0$. При $k=f(u)$ и условии (2) рассматриваемая задача – нелинейная, ее решение может быть получено численным методом. Для целей кинетического расчета зональным (кусочно-ступенчатым) методом найдем приближенное аналитическое решение этой задачи, принимая в каждой зоне: k = const, R = const, β_c^* = const; u_R^* = const и считая скорость конвективного переноса влаги υ = const. Перейдем к безразмерным переменным

$$z=x/R;\;\; \mathrm{Fo}_m=(k\,\tau)/R^2;\;\; \theta(z,\mathrm{Fo}_m)=\left[u(x,\tau)-f_1(0)\right]/\left[u_0-f_1(0)\right];$$

$$\upsilon^*=(\upsilon R)/k;\;\; f_2(z)=\left[f_1(x)-f_1(0)\right]/\left[u_0-f_1(0)\right],$$

$f_1(x)$ – функция распределения влаги в пластине в момент начала процесса, кг/(кг сух. м-ла). Введем новую функцию $W(z,\mathrm{Fo}_m)=\theta(z,\mathrm{Fo}_m)/\left[\exp(\upsilon^*/2)z-(\upsilon^{*2}/4)\,\mathrm{Fo}_m\right]$ и новые обозначения:

$$\mathrm{Bi}_m^{(1)}=\left[(\beta_c^*-\upsilon\rho_0)R+k\,\rho_0(\upsilon^*/2)\right]/(k\,\rho_0);\;\; \mathrm{Bi}_m^{(2)}=\left[(\beta_c^*-\upsilon\rho_0)R\right]/\left[(\beta_c^*-\upsilon\rho_0)R+k\,\rho_0(\upsilon^*/2)\right].$$

При этом $\mathrm{Bi}_m^{(1)}\cdot\mathrm{Bi}_m^{(2)}=\mathrm{Bi}_m=\left[\left(\beta_c^*-\upsilon\,\rho_0\right)R/(k\rho_0\right]$ и $\mathrm{Bi}_m^{(1)}-\upsilon^*/2=\mathrm{Bi}_m$.

Поставленную задачу решали по таблицам Карташова [4], получив следующее ее точное решение:

$$W(z,\mathrm{Fo}_m)=\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2)\exp(-\mu_n{}^2\,\mathrm{Fo}_m)\psi_n(\mu_n,z)\int_0^1 f_3(z)\psi_n(\mu_n,z)dz}{(\mu_n{}^2+\frac{(\upsilon^{*2}}{4})(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2+\mathrm{Bi}_m^{(1)})-\frac{\upsilon^*}{2}(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2)}+$$

$$+\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2)\sin\mu_n\left[\exp\left(-\left(\mu_n{}^2\,\mathrm{Fo}_m+\frac{\upsilon^*}{2}\right)\right)-\exp\left(\frac{\upsilon^{*2}}{4}\mathrm{Fo}_m-\frac{\upsilon^*}{2}\right)\right]\psi_n(\mu_n,z)}{\left(\mu_n{}^2+\frac{\upsilon^{*2}}{4}\right)(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2+\mathrm{Bi}_m^{(1)})-\frac{\upsilon^*}{2}(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2)}. \qquad (3)$$

Среднеобъемное влагосодержание $\overline{W}(\mathrm{Fo}_m)=\int_0^1 W(z,\mathrm{Fo}_m)dz$:

$$\overline{W}(\mathrm{Fo}_m)=\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2)\exp(-\mu_n{}^2\,\mathrm{Fo}_m)\psi_n^*(\mu_n)\int_0^1 f_3(z)\psi_n(\mu_n,z)dz}{(\mu_n{}^2+\frac{\upsilon^{*2}}{4})(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2+\mathrm{Bi}_m^{(1)})-\frac{\upsilon^*}{2}(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2)}+$$

$$+\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2)\sin\mu_n\left(\exp\left(-(\mu_n{}^2\,\mathrm{Fo}_m+\frac{\upsilon^*}{2}\right)\right)-\exp\left(-\frac{\upsilon^*}{2}+\frac{\upsilon^{*2}}{4}\mathrm{Fo}_m\right))\psi_n^*(\mu_n)}{(\mu_n{}^2+\frac{\upsilon^{*2}}{4})(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2+\mathrm{Bi}_m^{(1)})-\frac{\upsilon^*}{2}(\mu_n{}^2+(\mathrm{Bi}_m^{(1)})^2)}. \qquad (4)$$

В докладе рассмотрен также частный случай, когда начальное распределение влаги в теле равномерно: $u\big|_{\tau=0} = u_{н} = \text{const}$. Полученные решения могут быть использованы для анализа и расчета процесса конвективной сушки материалов, подверженных усадке.

Были проведены экспериментальные исследования по кинетике сушки и усадке материла, дающего усадку в процессе – нарезанного на диски толщиной l = 5 мм яблока (сорта «Гала»). Образцы высушивали в специальной конвективной сушилке при их продольном обдуве потоком воздуха при температурах 30, 40, 50 и 60 °С и скорости υ = 5 м/с. Образцы нарезанных яблок подвешивали к весам марки ОКБ ВЕСТА АВ 210-01. Сушка осуществлялась рециркулирующим в сушилке воздухом, который непрерывно осушался с помощью силикагеля марки КСК. С целью осреднения результатов исследования в сушилку помещали одновременно три яблочных диска, располагая их параллельно. Высушиваемые образцы периодически взвешивали с погрешностью 1 мг без извлечения их из сушильной камеры. Во время взвешивания вентилятор на несколько секунд отключали. Измерение усадки проводили в параллельных опытах электронным кронциркулем Kroeplin C220 с погрешностью 0,01мм. Скорость воздуха измеряли термоанемометром «Testo 405» с погрешностью ±0,05 м/с. В опытах контролировали температуру воздуха – термопарой марки ХК со вторичным прибором ТРМОА с погрешностью 0,2 °С.

Опытные кривые сушки $\bar{u} = f(\tau)$ приведены на рис. 1, из них видно, что сушка протекает во втором периоде. Было установлено, что при скорости воздуха 5 м/с внешнее диффузионное сопротивление отсутствует. Кривые сушки были продифференцированы по времени с целью получения зависимостей $-(d\bar{u})/(d\tau)$, используемых в дальнейших расчетах.

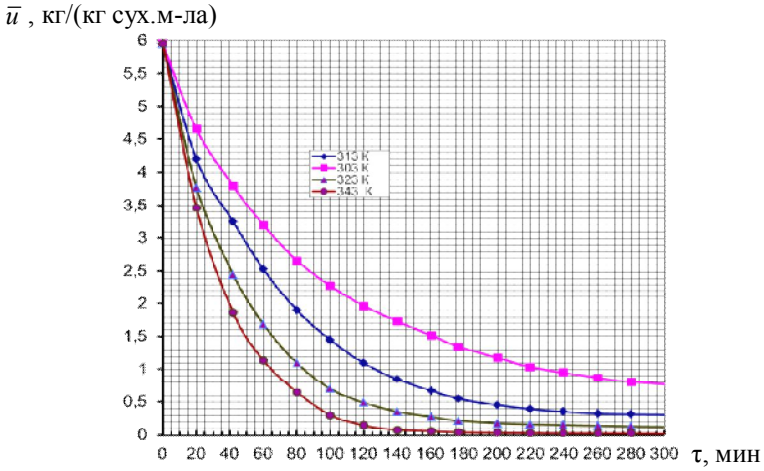


Рис. 1. Кривые сушки дисков яблок (l = 5 мм; v = 5 м/с)

На рис. 2 показаны построенные по данным опытов зависимости толщины диска от текущего влагосодержания: $l = f(\bar{u})$. Из рисунка следует, что температура сушильного агента незначительно влияет на зависимость $l = f(\bar{u})$ и поэтому ею можно пренебречь.

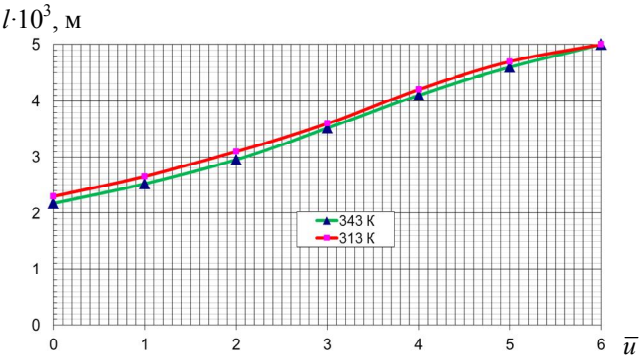


Рис. 2. Усадка диска яблока при сушке $l = 2R = f(\bar{u})$

На основе графиков, приведенных на рис. 2, было получено следующее эмпирическое уравнение, описывающее линейную усадку нарезанных на диски яблок по их толщине

$$\delta l = 0{,}448 + 0{,}092\bar{u}, \tag{5}$$

где $\delta l = l(\bar{u})/l(\bar{u}_{\text{н}})$ – относительная линейная усадка диска яблока по толщине; $\bar{u}$ – влагосодержание, в долях. Уравнение (5) позволяет рассчитывать толщину яблочных дисков при их любой начальной толщине в зависимости от их влагосодержания. Полученные графические зависимости $l = 2R = f(\bar{u})$ были продифференцированы по времени и на их основе построены графики скорости усадки $\upsilon_R = -(dR)/(d\tau) = f(\bar{u})$, используемые для дальнейшего анализа.

Была выполнена оценка вклада конвективной составляющей, вызванной усадкой, во внутренний массоперенос при сушке диска яблока. Сравнивали плотность конвективного потока влаги, принимая $i_{\text{конв}} \cong 0{,}5\upsilon_R \bar{u}\rho_0$, с общей плотностью потока удаляемой влаги: $i_{\text{общ}} = -\left[(d\bar{u})/(d\tau)\right]R\rho_0$, где ρ_0 = 1120 кг/(м^3 сух. м-ла) – измеренная экспериментально плотность абсолютно сухих яблочных дисков.

Результаты этих расчетов приведены в таблице для двух температур 30 и 60 °С, для трех различных влагосодержаний материала. Расчеты показывают, что вклад конвективной составляющей в общий поток влаги при сушке диска яблока незначителен и при описании его кинетики сушки достаточно учитывать только уменьшение толщины диска, пренебрегая конвективной составляющей.

Вклад конвективной составляющей в общую плотность потока удаляемой влаги

Температура $t_{\text{с}}$, °С	Влагосодержание диска $\bar{u}$, кг/(кг сух. м-ла)	$i_{\text{конв}} \cdot 10^7$, кг/(м^2·с)	$i_{\text{общ}} \cdot 10^3$, кг/(м^2·с)	$i_{\text{конв}}/i_{\text{общ}} \cdot 100$, %
30	3,5	14,7	1,4	0,105
	2,0	3,36	0,672	0,05
	1	0,784	0,28	0,028
60	3,5	49,98	4,2	0,119
	2,0	13,44	2,184	0,062
	1	3,36	0,98	0,015

Материалами, для которых вклад конвективной составляющей может быть существенным, являются эластичные гели, которые подвержены значительной усадке, и в которых перенос влаги происходит путем молекулярной диффузии, что имеет следствием весьма низкую скорость сушки. В этом случае величина $i_{\text{конв}}$ может быть соизмерима с величиной плотности потока влаги, обусловленной диффузией. Примером такого материала являются пленки латекса, сушка которых является необходимой стадией технологического процесса. Для сушки этих материалов характерна большая усадка, при которой величина коэффициента массопроводности (диффузии влаги) в ходе сушки очень сильно снижается. На заключительной стадии процесса сушки при $\bar{u} \to 0$ коэффициент массопроводности (молекулярной диффузии) для пленки из латекса «Ревультекс» при температуре 90 °С равен $k \equiv D_e = 2{,}5 \cdot 10^{-13}$ м^2/с [5].

Из кривых сушки, приведенных на рис. 1, зональным методом [3] были рассчитаны концентрационные зависимости коэффициента массопроводности при пренебрежении внутренним конвективным массопереносом (согласно результатам приведенного выше анализа) и при ступенчатом учете усадки материала в процессе сушки.

Полученные значения коэффициента массопроводности приведены на рис. 3, из которого видно, что опытные точки хорошо ложатся на аппроксимирующие кривые, зависимости $k = f(u)$ имеют плавный, монотонно возрастающий характер, на них нет загибов кривых вверх в области низких влагосодержаний, что наблюдается у многих капиллярно-пористых материалов [3]. Полученные значения коэффициента массопроводности нарезанного яблока могут быть использованы для расчета кинетики конвективной сушки этого материала.

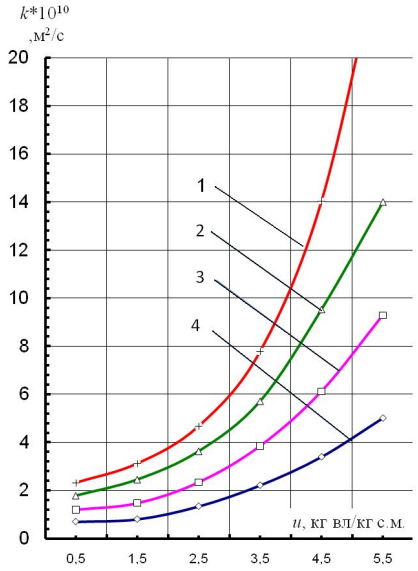


Рис. 3. Экспериментальные зависимости $k = f(u)$ при сушке диска яблока: 1 – t_c = 60 °C; 2 – 50; 3 – 40; 4 – 30

Выводы

1. Составлена математическая модель, учитывающая внутренний конвективный перенос влаги, вызванный усадкой материала.

2. Получено аналитическое решение линейной задачи массопроводности (диффузии влаги) для неограниченной пластины с учетом внутреннего конвективного массопереноса при граничном условии массообмена 3-го рода.

3. Экспериментально изучена кинетика конвективной сушки и усадка яблок, нарезанных на диски.

4. Показано, что при их сушке внутренний конвективный массоперенос, вызванный усадкой, можно не учитывать.

5. Получены опытные данные по массопроводности (диффузии влаги) при конвективной сушке нарезанных яблок – в функции от влагосодержания материала при различных температурах сушильного агента, которые могут быть использованы при расчете кинетики их сушки.

6. Указана область возможной применимости разработанной математической модели кинетики сушки, учитывающей внутренний конвективный массоперенос: сушка эластичных гелей.

Обозначения

$A_p = u_p / C_c$ – коэффициент распределения функции концентрационного фазового равновесия, (кг влаги)/(кг сух. м-ла)/(кг/м^3); C_c – концентрация распределяемого вещества во внешней фазе (среде), кг/м^3; i – плотность потока влаги в материале, кг/(м^2 с); k – коэффициент массопроводности, м^2/с; l – толщина диска яблока, м; $R = l/2$ – половина толщины пластины (диска яблока); $u_н$, $u_р$, $u, \bar{u}$ – начальное, равновесное, локальное и среднее по объему влагосодержание диска яблока, кг/(кг сух. м-ла); t – температура, °C; v – скорость сушильно-

го агента (воздуха), м/с; x – декартова координата, м; β_c – коэффициент массоотдачи, м/с; $\beta_c^* = \beta_c / A_p$ – модифицированный коэффициент массоотдачи, (кг сух. м-ла)/(м^2 с); ρ_0 – плотность абсолютно сухого материала, кг/м^3; υ – скорость конвективного переноса влаги, м/с; τ – время, с. Индексы: н – начальный; п – у поверхности тела; р – равновесный; с – среда (внешняя фаза).

Литература

1. Aguerre R. J., Tolaba M., Suárez C. Modeling volume changes in food drying and hydration // Latin American Applied Research. 2008. Vol. 38. P. 345–349.

2. Martínez-Vera C., Vizcarra-Mendoza M. Fluidized bed drying simulation considering solid Shrinkage // 6th Nordic Drying Conference, 5–7 June 2013, Copenhagen, Denmark (electronic edition).

3. Рудобашта С. П. Массоперенос в системах с твердой фазой. М.: Химия, 1980. – 248 с.

4. Рудобашта С. П., Карташов Э. М. Химическая технология. Диффузионные процессы. М.: Юрайт. 2018. Ч. 1. – 263 с., Ч. 2. – 286 с.

5. Рудобашта С. П., Дмитриев В. М., Несмеянов М. В., Медведева Л. П. Кинетические закономерности сушки латексных пленок // Каучук и резина. 1977. № 1. С. 11–13.

УДК 621.311.25

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СЕПАРАЦИОННЫХ И КОНДЕНСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПРОМЕЖУТОЧНЫХ СЕПАРАТОРАХ-ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЯХ ТУРБИН АЭС

К. И. Русских, А. С. Степашкина, М. Ю. Егоров

Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, г. Санкт-Петербург, Россия

Введение. Атомная энергетика является одной из основных отраслей промышленности в Российской Федерации [1]. Совершенствование этой сферы производства энергии является важным фактором экономического развития страны. Протекающие в турбине процессы являются основополагающими при выработке электроэнергии. Повышение КПД турбины – одна из главных задач в электроэнергетике. Ее решение определяется влажностью пара, т. е. связано с работой промежуточных сепараторов-пароперегревателей (ПСПП). Поэтому необходим анализ процессов, проходящих в СПП. Существенное влияние на работу СПП имеют поведение сепарата и греющего пара внутри аппарата, последующий слив сепарата и конденсата греющего пара первой (ПП-1) и второй ступени (ПП-2) перегрева СПП турбины К-500-65/3000 при работе АЭС в номинальном режиме.

Повышение КПД турбины является *актуальной* задачей на сегодня.

Цель работы – оптимизация процессов в системе промежуточной сепарации и перегрева пара на основе анализа физических особенностей течения сепарата, конденсата греющего пара.

Методы исследования. Проведен анализ конструкции СПП. Проанализированы процессы, действующие на сепарат и конденсат греющего пара. В работах [2–4] не уделено дос-

таточно внимания анализу поведения сепарата и конденсата греющего пара. Поэтому необходим расчет процесса слива сепарата и конденсата.

Анализ конструкции. Строение СПП АЭС приведено на рис. 1 на примере модели сепаратора-пароперегревателя СПП-500-1. Конструкция включает три части:

- сепарационная часть, тракт слива сепарата,
- первая ступень перегрева пара, тракты слива конденсата греющего пара модуля ПП-1,
- вторая ступень перегрева пара, тракты слива конденсата греющего пара модуля ПП-2.

Сепарационная часть состоит из 20 блоков, расположенных в кольцевом пространстве между корпусом и центральной выходной трубой, по которой перегретый пар отводится из аппарата.

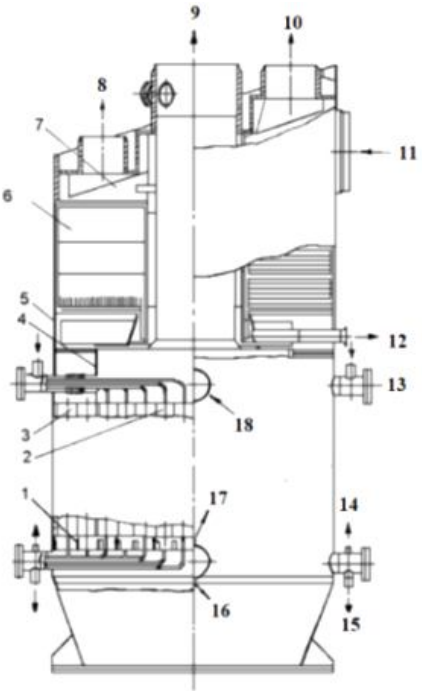


Рис. 1. Конструкция аппарата СПП: 1 – опорная решетка модулей; 2 – модули ПП-2; 3 – модули ПП-1; 4 – перегородка между 1 и 2 ступенями пароперегревателя; 5 – корпус; 6 – сепарационный блок; 7 – разделяющая камера; 8 – к предохранительным клапанам; 9 – выход перегретого пара; 10 – отвод пара в IV отбор; 11 – выход перегреваемого пара; 12 – отвод сепарата; 13 – подвод греющего пара к модулям II ст.; 14 – отвод неконденсирующихся газов из ПП-II; 15 – отвод конденсата в КС-II; 16 – отвод конденсата в КС-1; 17 – отвод неконденсирующихся газов из ПП-I; 18 – подвод греющего пара к модулям I ст.

Каждый блок собирается из трех пакетов жалюзи, представляющих собой вертикально расположенные волнообразно изогнутые листы. Процессы, происходящие на этой части сепарационной части рассмотрены в работах [5–7]. В качестве парораспределительных устройств перед пакетами жалюзи установлены направляющие лопатки, за пакетами – дырчатые листы. В нижней части пакетов установлены сливные корыта, по которым сепарат отводится к вертикальным стойкам каркаса и по ним сливается в центральную часть аппарата. Раздача пара по блокам происходит в раздающей камере, а по пакетам – в клиновидных суживающихся книзу каналах, образованных радиально расположенным изогнутым листом, отделяющим соседние блоки друг от друга. После жалюзийных пакетов осушенный пар проходит по расширяющимся книзу каналам сепарационных блоков и поступает в пароперегреватель 1 ступени.

Перегревательная часть. Модули пароперегревателя 1 ступени размещаются по периферии корпуса, а модули пароперегревателя 2 ступени занимают центральную часть аппарата. Друг от друга модули ПП-1 и ПП-2 отделены замкнутой вертикальной фигурной перегородкой. Для предотвращения проскока греющего пара помимо трубок модулей проходы между модулями как сверху, так и снизу закрываются листами, имеющими по контуру форму зазора между модулями.

Камеры подвода греющего пара расположены в верхней части корпуса пароперегревателя и представляют собой патрубки, в верхней части которых имеются штуцера для подвода

греющего пара. В патрубки вварены трубные доски, в которых развальцованы и обварены трубки, подающие пар к модулям.

Процессы, происходящие в СПП:

1) сепарация крупнодисперсной и мелкодисперсной влаги из пара, выходящего из цилиндра высокого давления (ЦВД); последующий слив сепарата;

2) перегрев пара в ПП–1 за счет конденсации греющего пара ПП –1;

3) дальнейший перегрев осушенного пара до параметров надежной работы цилиндра низкого давления (ЦНД).

Параметры пара, поступающего во входную камеру:

Расход влажного пара, кг/с	535,5
Влажность, %	13
Давление нагреваемого пара на выхлопе ЦВД, МПа	0,432
Давление греющего пара первой ступени, МПа	1,92
Давление греющего пара второй ступени, МПа	4,18
Влажность в I отборе, %	6,7
Расход греющего пара на I ступень пароперегревателя СПП, кг/с	8,73
Расход греющего пара на II ступень пароперегревателя СПП, кг/с	8,33

На рис. 2 приведена схема турбины с одной ступенью сепарации и двумя ступенями перегрева пара.

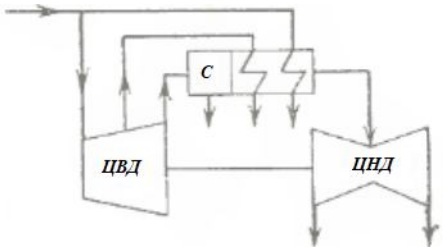


Рис. 2. СПП турбины К-500-65/3000 с одной ступенью сепарации и двумя ступенями перегрева пара: С – сепаратор, ЦВД – цилиндр высокого давления, ЦНД – цилиндр низкого давления

При проведении гидравлических расчетов приняты допущения:

1) Среда движется по трубопроводам полным сечением. Двухфазность среды учитывается при определении плотности.

2) Расчеты проводятся для номинальной мощности.

3) Перепад давления определен по рекомендациям [8].

4) Эффективность отделения влаги в пленочном сепараторе 30%.

5) Значения влажности за циклонным сепаратором 0,5%.

Допущения обусловлены упрощением гидравлической формулы для расчета лоткового слива сепарата: 1) упрощает математическое описание физического процесса путем однородного распределения среды, 2) воздействие на пар постоянно и не зависит от времени.

Анализ условий сепарации. Происходит отделение крупнодисперсной и мелкодисперсной влаги, которая находится вместе с паром на выходе с ЦВД. Процесс отделения влаги рассмотрен в работах [9, 10]. Затем происходит слив сепарата в сепаратосборники.

Уравнения лоткового слива. Эффективность работы сепаратора и влажность пара на входе в пароперегреватель зависит от условий работы сливной системы СПП-СС. Наиболее эффективно сливная система работает при соблюдении на всех ее участках лоткового режима течения. При этом обеспечивается полное, беспульсационное удаление отсепарированной влаги.

Рассмотрим продольный профиль потока в наклонной трубе (рис. 3) и выделим элементарный объем.

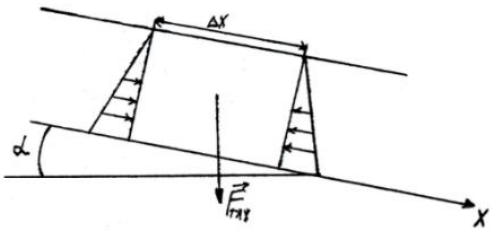


Рис. 3. Схема продольного профиля: Δx – рассматриваемый отрезок, где глубина слива изменяется линейно, $F_{тяж}$ – сила тяжести, α – угол наклона трубопровода

При рассмотрении данной задачи примем следующие допущения. Силы, действующие на выделенный объем:

1) Сила тяжести:

$$\Delta F_{тяж} = \Delta V \gamma \sin\alpha,$$

ΔV – элементарный объем

$$\Delta V = \left(f + \frac{\partial f}{\partial x}\frac{\Delta x}{2} \right) \Delta x,$$

где f – площадь трубы, занятая водой; α – угол наклона трубопровода; γ – удельный вес жидкости.

2) Сила, вызванная разностью глубин в сечении.

Сила, действующая в точке x:

$$F_{\delta(x)} = \frac{1}{2}\delta f \gamma \cos\alpha,$$

δ – глубина.

Сила, действующая в точке $x+\Delta x$:

$$F_{\delta(x+\Delta x)} = \frac{1}{2}\cos\alpha \left(\delta - \frac{\partial \delta}{\partial x}\Delta x \right)\left(f - \frac{\partial f}{\partial x}\Delta x \right).$$

Тогда результирующая сила давления на выделенный объем

$$F_{\delta} = -\frac{\gamma}{2}\left(\delta \frac{\partial f}{\partial x}\Delta x + f\frac{\partial f}{\partial x}\Delta x \right)\cos\alpha.$$

3) Сила трения:

$$F_{тр} = (p + \frac{1}{2}\frac{\partial p}{\partial x})\Delta,$$

p – смоченный периметр трубы.

Скорость изменения количества движения, которую вызывают данные силы:

$$Vp\frac{dv}{dt} = (f + \frac{1}{2}\frac{\partial f}{\partial \delta}\Delta x)(v\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial t})p\Delta x.$$

Результирующая сила, действующая на данный объем, будет равна скорости изменения импульса

$$\left(f + \frac{\partial f}{\partial x}\Delta x \right)\gamma \Delta x \sin\alpha - \frac{\gamma}{2}\left(\delta\frac{\partial f}{\partial x}\Delta x + f\frac{\partial \delta}{\partial x}\Delta x \right)\cos\alpha - \left(p + \frac{\partial p}{2\partial x}\Delta x \right)\Delta x\tau = (f + \frac{\partial f}{2\partial \delta}\Delta x)v.$$

Отбросив величины второго порядка малости и учитывая, что касательные напряжения равны $\tau = \frac{v|v|}{C^2}$, C – коэффициент Шези, получаем

$$\frac{\partial \delta}{\partial x} = \frac{\frac{G^2 p}{f^2 \gamma C^2} - f\gamma\sin\alpha}{\frac{\partial f}{\partial \delta}(\frac{G^2}{f^2 \gamma g} - \frac{\delta}{2}\gamma\cos\alpha) - \frac{1}{2}\gamma\cos\alpha}.$$

Выводы

1. Выведена гидравлическая формула для расчета лоткового слива сепарата ПСПП.
2. Закон применим для улучшения конструкций слива сепарата из СПП и увеличения КПД турбин АЭС.

Литература

1. Постановление Правительства Российской Федерации от 28.03.2019 г. № 338-19 «Об утверждении изменений в государственную программу Российской Федерации «Развитие атомного энергопромышленного комплекса». 2019.
2. Legkostupova V. V., Sudakov A. V. Estimated and experimental research of separation part of SPP-500-1 // MATEC Web of Conferences. 2015. Vol. 23. P. 01058.
3. Трояновский Б. М., Филиппов Г. А., Булкин А. Е. Паровые и газовые турбины атомных электростанций. М.: Энергоатомиздат, 1985. – 256 с.
4. Филиппов Г. А., Поваров О. А. Сепарация влаги в турбинах АЭС. М.: Энергия, 1980. – 320 с.
5. Venkatesan G., Kilasekharan N., Iniyan S. Numerical analysis of curved vane demisters in estimating water droplet separation efficiency // Elsevier J. Desalination. 2014. №339. P. 40–53.
6. Venkatesan G., Kilasekharan N., Iniyan S. Influence of turbulence models of the performance prediction of flow through curved vane demisters // Elsevier J. Desalination. 2013. № 329. P. 19–28.
7. Rafee, Roohollah; Rahimzadeh, Hassan. Performance evaluation of a curved type vane separator at different plate spacing in the range of 25 to 35 mm using numerical simulation // Iran. J. Chem. Chem. Eng. 2010. Vol. 29, № 3. P. 95–108.
8. Сепараторы-пароперегреватели турбин АЭС. Расчет и проектирование. Руководящий технический материал 108.020.107-84. НПО ЦКТИ, 1986.
9. Liu, Bofeng Bai. Scaling laws for gas-liquid flow in swirl vane separators // Elsevier J. Nuclear Engineering and Design. 2016. № 298. P. 229–239.
10. Zhang Huang, Liu Qianfeng, Qin Benke, Bo Hanliang, Chen Feng. Study on working mechanism of AP1000 moisture separator by numerical modeling // Elsevier J. Annals of Nuclear Energy. 2016. № 92. P. 345–354.

УДК 621.438:621.311.22

ВЛИЯНИЕ ФРАКЦИОННОГО СОСТАВА ТОПЛИВА И СОРБЕНТА НА ТЕПЛООБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОТЛАХ С ЦИРКУЛИРУЮЩИМ КИПЯЩИМ СЛОЕМ

Г. А. Рябов, О. М. Фоломеев

ОАО «Всероссийский дважды ордена Трудового Красного Знамени теплотехнический научно-исследовательский институт», г. Москва, Россия

Теплообмен к настенным экранам и погруженным в слой поверхностям нагрева зависит от плотности (концентрации материала) потока. При этом теплообмен к поверхностям нагрева в слое в основном является конвективно-кондуктивным, т. е. зависит от плотности слоя,

скорости псевдоожижения размеров частиц, теплофизических характеристик газа, расположения и конструкции поверхности нагрева. В этой зоне настенные экраны могут быть футерованы и их вклад в тепловой баланс топки незначителен. В переходной зоне и особенно в надслоевом пространстве теплообмен происходит в основном излучением. Технология циркулирующего кипящего (ЦКС), характеризующаяся постоянством температуры по высоте топки при номинальной и частичной нагрузках, предусматривает возможность регулирования отвода тепла в топке за счет изменения конвективно-кондуктивной составляющей теплообмена. Эта составляющая теплообмена зависит от запыленности потока (концентрации частиц), размеров частиц, скорости и физических параметров газа. В ВТИ на базе теоретической модели Мартина разработаны расчетные зависимости для определения кондуктивной составляющей теплообмена [1]. Эта модель основана на аналогии с кинетической теорией газов для описания механизма переноса энергии движущимися частицами. Особенностью предложенных зависимостей является учет профиля концентраций по ширине топки и использование расчетной пристенной концентрации, в качестве определяющей для кондуктивной составляющей теплообмена. По результатам большинства исследований, проведенных, в том числе, и на крупных промышленных объектах, предлагаются простые эмпирические зависимости, например, степенная зависимость (степень 0,58) от средней плотности потока в топке [2].

Для определения изменения концентрации потока по высоте топки предложены множество зависимостей. В ВТИ разработана степенная зависимость профиля концентраций [3]. Наиболее существенное влияние на профиль концентраций оказывает размер частиц, скорость и температура газа, а также масса слоя. Эти зависимости в последующем уточнялись с учетом влияния условий выхода из топки на степень внутренней циркуляции частиц. Многократная верификация расчетных методик по известным зарубежным данным аэродинамических и огневых установок, а также промышленных котлов показала хорошую сходимость расчетных и опытных значений по основным гидродинамическим показателям и теплообмену к настенным экранам.

Учитывая, что котлы с ЦКС работают в узком диапазоне скоростей газов (4–5,5 м/с) и температур в топке (800–900 °С) очень важным фактором являются размеры частиц в слое. В [4] предложены новые подходы к проектированию котлов с ЦКС, основанные на умеренной массе материала в слое с преобладающим количеством относительно мелких частиц – около 0,2 мм. Выдвигается положение об эффективном составе материала слоя с максимальным количеством частиц 0,1–0,4 мм, который позволяет перейти полностью в режим быстрого слоя от турбулентного слоя. Это достигается соответствующим составом подаваемого материала (топливо и известняк) и повышением эффективности улавливания мелких частиц. Эти подходы уже реализованы на многих котлах и позволили заметно снизить затраты электроэнергии на собственные нужды, улучшить связывание серы, снизить выбросы оксидов азота и уменьшить износ поверхностей нагрева [5].

Изменение состава материала слоя может быть оценено путем материального баланса. Котел с ЦКС по материальному балансу твердой фазы является системой с одним входом (топливо, известняк, зола рециркуляции) и двумя выходами (донная зола дренажа слоя и летучая зола, не уловленная в циклонах). В [6] рассмотрены вопросы изменения состава материала слоя во времени после пуска котла при первоначальном заполнении слоя песком. В этой работе считается, что время отсчета изменения состава материла слоя начинается непосредственно с выхода на определенную постоянную нагрузку, т. е. процессами первоначального прогрева при пуске с помощью растопочных горелок пренебрегают. Для упрощения считают, что в топку уже поступает зола топлива с фиксированным распределением частиц по размеру. Обычно считают, что фракционный состав этой золы мельче, чем состав топлива за счет первоначальной фрагментации и выгорания. Эти значения могут быть получены экспериментально.

Фракционный КПД циклона определялся по методике ВТИ [7] и зарубежным аналогам. Таким образом, для каждой фракции рассчитывался расход циркуляции и расход уноса из циклона. Этот расход суммировался, а расход донной золы определялся вычитанием из расхода поступающих твердых частиц и расхода уноса.

Расчеты производились для типичных режимов первого в России котла с ЦКС блока № 9 Новочеркасской ГРЭС. Опыт пуска и первоначальной эксплуатации котла с ЦКС блока № 9 Новочеркасской ГРЭС выявил ряд проблем в значительной мере связанных с составом материала слоя [8]. Прежде всего – это повышенная температура слоя и температура на выходе из топки, а также большая неравномерность температур по сечению слоя. Основной причиной этого является недостаточное количество материла слоя, который может участвовать в циркуляции, и излишняя доля крупных частиц. В таблице приведены опытные (по тепловому балансу по пароводяному тракту) и проектные значения (SFW) по теплообмену к экранам топки для трех нагрузок блока. Исходя из данных таблицы можно заключить, что опытный коэффициент теплопередачи на 10–14% ниже, чем проектный. Соответственно, больший температурный напор и повышенная температура в топке обеспечивает практически проектный отвод тепла к экранам испарителя.

Опытные и проектные значения по теплообмену для трех нагрузок блока

Наименование	Размерность	Данные					
		310 МВт	SFW	262 МВт	SFW	193 МВт	SFW
Общее тепло экранных труб испарителя	Гкал/ч	231,1	232,9	200,7	208,8	167,5	183,4
Разница температур топки и среды	С	621	539	580	533	506	527
Коэффициент теплопередачи	ккал/м^2·ч·^{o}С	105,6	122,6	98,2	111,1	93,9	98,7

Первоначальные расчеты проводились без учета истирания. Целью этих расчетов являлась оценка изменения долей фракций и влияния добавки известняка и золы рециркуляции на фракционный состав слоя. Масса слоя составляла 200 000 кг, расход золы топлива 8,16 кг/с (29,3 т/ч, зольность 24%, расход угля 122 т/ч), расход известняка 2,78 кг/с, расход золы рециркуляции 2,78 кг/с (по 10 т/ч). Расчет производился с шагом 1000 с. На рис. 1 приведены результаты расчетов для типичного фракционного состава угля, а на рис. 2 – для проектного состава угля. При подаче известняка среднего состава с расходом 10 т/ч (рис. 1) быстро возрастает доля фракций 0,1–0,2 мм и увеличивается почти в 3 раза. В случае подачи топлива проектного состава и добавке известняка доля крупных фракций составляет около 1%, а мелких превышает 20% (рис. 2).

В вариантах расчетов без подачи известняка и золы рециркуляции фракционный состав в виде кривых остатков на ситах отличался от опытного, причем расчетная доля фракций 0,1–0,5 мм была заметно ниже опытной. Возможной причиной этому является истирание частиц. Для ее учета был использован предложенный в [6] подход, причем константа истирания определялась из опытных данных по составу материала слоя и донной золы. На рис. 3 показано изменение долей фракций при одновременной подаче топлива и известняка с начала процесса, а также золы рециркуляции, начиная с 100 тыс. с.

Выполненные расчеты четко показали, что для увеличения доли циркулирующих частиц необходимо работать с добавкой известняка (расход порядка 10 т/ч), что приведет к росту количества части с размерами 0,1–0,3 мм почти до 40%. На основе полученных данных по возможному изменению фракционного состава слоя при подаче известняка и доведению до проектных значений фракционного состава топлива были выполнены расчетные оценки из-

менения профиля концентрации по высоте топки, расхода циркулирующих частиц и теплообмена к экранам топки. В результате увеличения доли циркулирующих частиц в слое увеличивается концентрация частиц в надслоевом пространстве, расход циркулирующего материала и снижается средний размер частиц. Он снижается отчасти и за счет роста эффективности улавливания мелких частиц в циклонах [9]. Все это приводит к увеличению кондуктивной теплоотдачи. Одновременно (при одинаковом тепловом потоке) снижается температура в топке и лучистая составляющая теплообмена. Рост средней концентрации на 5 кг/м^3 увеличивает кондуктивную составляющую примерно на 20%, снижение температуры на 50 °С дает снижение лучистой составляющей на 12%.

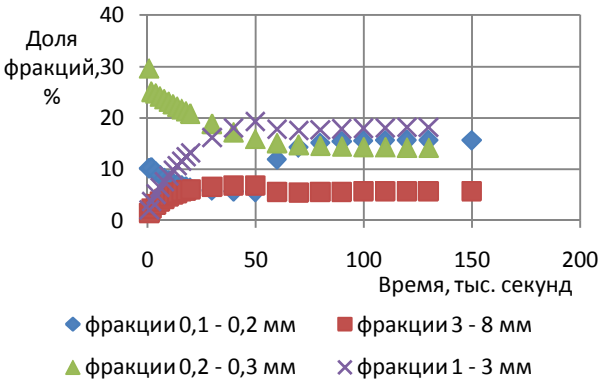


Рис. 1. Изменение доли фракций во времени при подаче угля среднего для условий НчГРЭС состава и известняка, начиная с 50 тыс.с

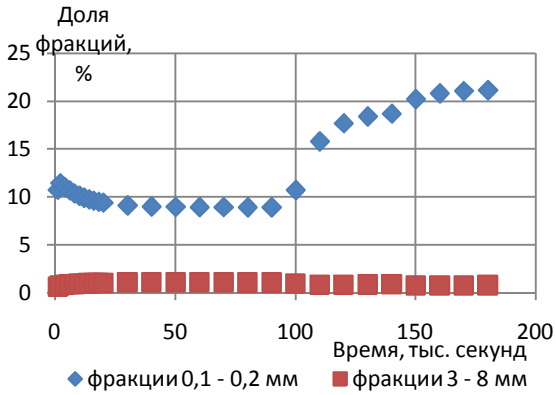


Рис. 2. Изменение доли фракций 0,1–0,2 мм и 3–8 мм во времени при подаче угля проектного состава, известняка, начиная с 90 тыс.с и золы рециркуляции, начиная с 140 тыс.с

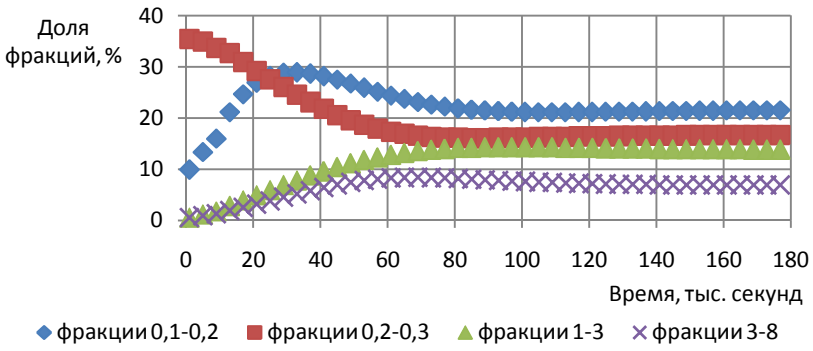


Рис. 3. Изменение доли фракций 0,1–0,2 мм, 0,2–0,3 мм, 1–3 мм, 3–8 мм во времени при подаче угля среднего для условий НчГРЭС состава и известняка с учетом истирания, а также золы рециркуляции, начиная с 100 тыс.с

Выполненные испытания с подачей известняка в течение около 3 сут показали, что средняя температура слоя несколько снизилась (до 15 °С при нагрузке около 280 МВт). Заметно упали колебания средних температур слоя, существенно сблизились показания отдельных термопар и усредненные значения температур в сепараторах (отклонение от средней температуры в каждом сепараторе снизилось почти в 2 раза (с 26 до 13 °С). Анализ температурного режима в системе возврата золы и зольных теплообменниках показал устойчивую тенденцию к росту температуры газов за всеми зольными теплообменниками в режимах с подачей известняка. При этом температура в сепараторах и экранных уплотнениях даже несколько снижалась. Снизилась разница температур в зольном теплообменнике при одновременном снижении разницы средних температур по всему слою и средней температуры

слоя у задней стенки. Этот факт может быть связан с ростом расхода циркулирующего материала. Исходя из теплового баланса теплообменника INTREX 3, оценен расход циркулирующего материала. Если считать, что этот расход примерно одинаков по каждому теплообменнику, то диапазон суммарного расхода циркуляции в режимах без подачи известняка при мощности 280 МВт составляет 250–300 кг/с. Большие значения относятся к расчету по максимальным температурам за теплообменником, меньшие – к средним. При подаче известняка расход циркулирующего материала увеличился примерно на 20%.

Таким образом, можно заключить, что в результате работы подтверждено существенное влияние фракционного состава слоя на теплообмен к экранам топки котла с ЦКС. Показано, что путем подачи известняка и доведения до проектного состава подаваемого топлива можно существенно улучшить работу котла с ЦКС блока № 9 Новочеркасской ГРЭС.

Литература

1. Рябов Г. А., Фоломеев О. М., Трухачев С. Н. Экспериментальное исследование процессов теплообмена и гидродинамики на аэродинамической модели котла с ЦКС // Минский междунар. форум по тепломассообмену. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2000.

2. Breitholtz C. Wall average heat transfer in CFB boilers// 3 Europian Conf. on Fluidization, May 29–31, 2000. Toulouse, France, 2000.

3. Рябов Г. А., Надыров И. И., Фоломеев О. М., Трухачев С. Н. Научное обоснование использования технологии сжигания отечественных твердых топлив в циркулирующем кипящем слое// Теплоэнергетика. 2001. № 6. С. 38–43.

4. Guangxi Y**.** The Formation of the CFB Design Theory and its Practice in China // Proc. of the 22nd Int. Conf. on FBC. June 14–17, 2015, Finland, Turku, 2015. P.12–22.

5. Plenary lecture on 23th Int. Con on FBC, Seoul, Korea, 2018. The Update and the Future of CFB Combustion in China Prof. Yue, Guangxi (Tsinghua University, China).

6. Su-Xia Ma, Jun Guo, Wei-Ming Chang, Guang-Xi Yue, Hai Zhang. The dynamic balance of bed material size distribution in start-up process for circulating fluidized bed boiler // Proc. of Int. Conf. FBC22. Turku, Finland, 2015. P. 788–796.

7. Рябов Г. А., Фоломеев О. М., Шапошник Д. А. Исследование систем улавливания и возврата на установках с циркулирующим кипящим слоем // Теплоэнергетика. 2002. № 8. С. 18–24.

8. Ryabov G., Kuchmistrov D., Antonenko E., Krutitskiy I., Folomeev O., Melnikov D., Beliaev A. The first year experience of once through CFB boiler operation of 330 MWe unit // Proc of 23rd Int. Conf. on FBC. Seoul, Korea, May 13–17, 2018. P. 108–117.

9. Knowlton. Cyclone systems in circulating fluidized beds // Proc. of CFB12. May 24–26, 2017. Krakow, Poland, 2017. P. 47–64.

УДК 536.24

ПРИМЕНЕНИЕ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УГОЛЬНОЙ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКЕ

Вл. В. Саломатов[1,2], В. А. Карелин[1,2], Вас. В. Саломатов[2]

[1]Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Тепловая обработка материалов является одним из технологических этапов получения готового продукта. В роли теплового источника выступают разнообразные теплоносители, такие как горячая вода, пар, высокотемпературный газ, тепловое излучение, плазма и др. В последние годы получило распространение специфическое и уникальное сверхвысокочастотное излучение. Существует целый спектр успешно реализованных направлений применения энергии микроволн [1–4]. Особое внимание уделено, в силу масштабности применения, методу обработки угольного топлива СВЧ-воздействием. К настоящему моменту накоплен значительный опыт использования СВЧ в угольном секторе, прежде всего в следующих областях: нагреве и сушки бурого угля, а также выхода токсичных продуктов. Использование СВЧ-энергии чрезвычайно перспективно для ТЭС, так как это обеспечивает улучшение её работы в следующих направлениях.

Повышение эффективности ТЭС. Эффективность работы российских ТЭС (КПД) составляет 34–38%. Одной из причин такой относительно низкой эффективности является, в частности, неоднородность качества сжигаемого угольного топлива, используемого для выработки электро- и теплоэнергии. Уголь по своей природе отличается высокой неоднородностью свойств, особенно по содержанию влаги. Все угли характеризуются наличием внутренней и поверхностной влаги. В зависимости от степени метаморфизма, в России принято классифицировать уголь на следующие виды: бурые угли, каменные угли, антрациты и графиты, а за рубежом принята другая дифференциация: суббитуминозные, битуминозные, антрациты и графиты соответственно. Значения влажности разных видов угля и даже угля из одного пласта существенно отличаются. Чем ниже марка угля, тем более высокое содержание влаги он имеет. Соответственно, чем выше содержание влаги, тем меньше теплота сгорания такого угля. Неоднородность свойств угля существенно влияет на оптимизацию эксплуатационных режимов ТЭС и снижает общую эффективность её работы. Оценки показывают, что эффективность ТЭС, использующих бурые угли, как правило, на 5–7% ниже, чем у ТЭС, применяющих только каменные угли. Следует особо подчеркнуть, что повышение КПД ТЭС на 1% даёт, например, в масштабе российской энергетики экономию порядка 1 млн т/г. Практически единственной причиной этого является более высокое содержание влаги в таких углях. Последнее требует дополнительных затрат в интервале 700–1200 кДж/кг для сушки этих углей перед подачей их в размольные мельницы. К конкретным возможностям повышения эффективности ТЭС относятся:

– снижение энергопотребления во вспомогательных системах за счёт уменьшения содержания влаги в горелках, дробилках, вентиляционных системах;

– менее высокие требования к первичному воздуху, подаваемому в углеразмольную мельницу, парогенератор, систему зажигания;

– уменьшение энергопотребления на сушку влажного угля. Отметим, что при традиционных видах сушки энергозатраты составляют порядка 3 кВт·ч/кг, а при СВЧ-сушке они снижаются до 1.6–1.8 кВт·ч/кг. Время традиционной сушки находится в пределах 8–20 ч, а в условиях микроволновой сушки оно уменьшается до 4 ч;

– кроме улучшения экологических и экономических показателей применения СВЧ-энергии в процессах сушки угольного топлива, повышается взрывобезопасность, снижается металлоемкость сушильных агрегатов;

– повышение однородности угольного топлива повышает производительность ТЭС.

Снижение эксплуатационных затрат. Применение микроволновой энергии обеспечивает для ТЭС существенное снижение эксплуатационных затрат. Это достигается главным образом за счёт трёх основных факторов:

1. Снижение затрат на угольное топливо. Если использовать низкокачественное исходное топливо (с низкой теплотой сгорания), например, бурые угли, ТЭС с применением СВЧ-поля сможет в результате облучения конвертироваться на более калорийные угли, альтернативные маркам каменных углей при намного более высоких экологических характеристиках [5]. В результате это даёт снижение затрат на топливо порядка 25–30%.

2. Снижение затрат на техническое обслуживание. Высокое содержание влаги в углях оказывает негативное воздействие на различные вспомогательные системы ТЭС. Использование углей с более низкой влажностью и несколько повышенной размолоспособностью уменьшает общую нагрузку на углеразмольную мельницу. Снижение влажности угля, также уменьшает коррозию, возникающую в результате того, что SO_2 от сгорания угля вступает в реакцию с водяными парами, образуя H_2SO_4 (серную кислоту). Это агрессивное химическое соединение вызывает коррозию такого оборудования как электрофильтр, установка селективной каталитической нейтрализации (СКН), газоочиститель и т. д.

При снижении влажности угля уменьшается количество водяных паров в уходящих газах, что соответствующим образом уменьшает количество появляющейся кислоты и последующую коррозию оборудования. Это, в свою очередь, позволяет сократить затраты на техническое обслуживание и время вынужденных простоев. Снижение влажности угля также позволяет уменьшить засоряемость электрофильтра и установки СКН. Засоры возникают из-за того, что водяной пар вступает в реакцию с NH_3 и SO_3 с образованием NH_4HSO_4 (бисульфат аммония), который забивает фильтрующие элементы. Таким образом, снижение влажности угля уменьшает количество образующегося бисульфата аммония, что также позволит сократить затраты на техобслуживание и время простоев оборудования. Кроме того, уменьшение влажности угля снижает объём образующегося NO_x (оксиды азота), что занижает нагрузку на установку СКН. Уменьшение объёма NO_x, образующегося при сжигании менее влажного угля, также способствует тому, что весьма дорогостоящие фильтры СКН могут заменяться гораздо реже.

Повышение экологической безопасности. Применение СВЧ-энергии способствует повышению экологической безопасности ТЭС. Во-первых, за счёт СВЧ-облучения используются более экологичные (каменные) угли на ТЭС, которые изначально были спроектированы на более «грязные» бурые угли. Это достигается за счёт снижения и контроля содержания влаги в таких углях, имеющих сравнительно низкую теплоту сгорания. Уголь после СВЧ-обработки будет иметь на 50% меньшее содержание ртути, на 30% меньшую зольность, на 50% меньше хлора и мышьяка. Последнее в итоге приводит к снижению выбросов SO_2, ртутных паров и твердых примесей. Во-вторых, снижение содержания влаги в угле перед его подачей на измельчение повышает эффективность работы мельницы, позволяет получать уголь с более равномерным гранулометрическим составом, что приводит к более качественному горению. Все это в конечном счете приводит к снижению выбросов NO_x и повышению общей эффективности ТЭС, за счёт чего также снижаются выбросы парникового газа CO_2.

Расширение возможностей использования разных марок угля. Обеспечивая снижения содержания влаги в угле, СВЧ-воздействие предоставляет угольным ТЭС широкий выбор возможностей по использованию разных марок углей, которые в настоящее время не применяются на ТЭС. Содержание влаги очень сильно влияет на теплотворную способность

топлива. Проектирование ТЭС ведётся таким образом, чтобы они могли поддерживать расчетную мощность, сжигая минимально возможное количество угля. Следовательно, теплота сгорания потребляемого топлива является критически важным параметром для поддержания расчетной мощности. Снижение содержания влаги в угле повышает его теплотворную способность за счёт чего ТЭС, спроектированные для работы исключительно на буром угле, получают возможность применять смеси разных марок углей, а затем переходить полностью на более чистые каменные угли.

Кроме того, в результате обработки СВЧ-энергией получается продукт с очень равномерным содержанием влаги, даже если исходные сырые угли имели очень широкий разброс значений влажности [6]. В настоящее время ТЭС используют в качестве топлива одну марку угля. Создавая для ТЭС топливо с высокой степенью однородности по влажности, применяя СВЧ-облучение, угольной энергетике предоставляется действенное средство повышения эффективности, оптимизации производительности и повышения экологической безопасности.

Известно, что процессы сушки влажных углей относятся к наиболее энергоёмким. Уменьшить расход энергии на процесс сушки позволяет применение микроволнового излучения. Важнейшим преимуществом СВЧ-энергии в плане энергосбережения является способность электромагнитного поля проникать в материал на значительную глубину, создавая в нем объёмное распределение источников тепла, без необходимости присутствия какой-либо теплопередающей среды. СВЧ-воздействие является регулируемым и практически безынерционным процессом, что даёт возможность мгновенно дозировать подачу тепла. Также одной из главных особенностей МВ-воздействия является его избирательный характер, поэтому отдельные составляющие многокомпонентной матрицы угля нагреваются по-разному, в зависимости от их диэлектрических свойств. Это обстоятельство широко используется при СВЧ-сушке, когда вода испаряется из материала, при этом сам материал сохраняет свои свойства.

Экспериментальные исследования СВЧ-сушки в комбинации с конвективным обдувом на конечной стадии сушки продемонстрировали практически шестикратное сокращение времени воздействия СВЧ-энергией на бурый уголь. Было также обнаружено, что при испарении влаги из угля происходит полное удаление азота из угля и значительное снижение серы этих углей. Последнее положительно сказывается в дальнейшем на уменьшении выхода токсичных трёхатомных газов при горении угля.

Микроволновая обработка угольного топлива успешно применена в перспективной технологии Coaltek, USA. С помощью данной технологии показано, что битуминозный уголь после МВ-обработки имеет кроме существенного снижения влажности в 2.5 раза, на 30% более низкую зольность. Таким образом, использование СВЧ-энергии для сушки угля отвечает задачам инновационного развития угольной теплоэнергетики.

Общая задача СВЧ-нагрева и сушки включает в себя решение следующих частных подзадач:

– определить электрофизические и теплофизические свойства угля в зависимости от влажности и температуры;

– экспериментально установить параметры МВ-сушки влажных углей;

– найти закономерности тепломассопереноса при СВЧ и комбинированной сушке влажных углей;

– на основе анализа тепловлагопереноса в капиллярно-пористых средах разработать модели и программное обеспечение для прогнозирования СВЧ-нагрева и СВЧ-сушки;

– выдать технологический регламент по режимам СВЧ-нагрева и СВЧ-сушки влажных малоисследованных углей.

Дальнейшие исследования поставленных подзадач дадут возможность повысить качество низкосортного угля под действием СВЧ-энергии, а в последующем обеспечить энергоэффективность, экологическую безопасность угольных ТЭС.

Литература

1. Нетушил А. В., Жуховицкий Б. Я. и др. Высокочастотный нагрев диэлектриков и полупроводников. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1959. – 480 с.
2. Rosa R., Veronesi P., Leonelli C. A review on combustion synthesis intensification by means of microwave energy // Chem. Eng. Process. Process Intensif. 2013. Vol. 71. P. 2–18.
3. Cheng J., Roy R., Agrawal D. Experimental proof of major role of magnetic field losses in microwave heating of metal and metallic composites // J. Mater. Sci. Lett. 2001. Vol. 20. P. 1561–1563.
4. Basak T. Influence of various shapes of annular metallic support on microwave heating of 2D cylinders // Chem. Eng. Sci. 2006. Vol. 61. P. 2023–2034.
5. Marland S., Han B., Merchant A., Rowson N. The effect of microwave radiation on coal grindability // Fuel. 2000. Vol. 79. Iss. 11. P. 1283–1288.
6. Seehra M. S., Kalra A., Manivannan A. Dewatering of fine coal slurries by selective heating with microwaves // Fuel. 2007. Vol. 86. P. 829–834.

УДК 536.24:662.92

НОВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ УТИЛИЗАТОРОВ ТЕПЛОТЫ: ТЕПЛООБМЕННЫЕ ОСНОВЫ И ОГНЕВЫЕ ИСПЫТАНИЯ.

Б. С. Сорока[1], P. Sandor[2], В. А. Згурский[1], В. С. Кудрявцев[1], М. В. Воробьев[1], Р. С. Карабчиевская[1]

[1]Институт газа НАН Украины, г. Киев
[2]Optimum Energo-Ecology Ltd, Dunaujvaros, Hungary (Венгрия)

Новая генерация теплообменных аппаратов (ТА) отличается отказом от использования гладкотрубных устройств, в частности, для случая высокотемпературных рекуператоров. Это обстоятельство обусловлено тем, что интенсификация процессов теплопередачи в ТА может быть обеспечена только форсированием теплообмена со стороны теплоносителя с меньшим коэффициентом теплоотдачи к поверхности теплообмена. В этой связи мировым трендом является использование интенсификаторов теплообмена во внутритрубных каналах, в качестве которых чаще всего используются спиральные вставки различной геометрии (ленточные завихрители (twisted tapes TT), иногда усиленные элементами прерывания плавности течения потока (выступы, впадины, отверстия).

В Институте газа НАН Украины предложен способ интенсификации работы трубчатых утилизаторов теплоты за счет усиления радиационной составляющей теплообмена в каналах аппарата. С этой целью используются внутренние адиабатные вставки, трансформирующие лучистый поток стенок труб в результирующее восприятие движущегося потока. Особенно важен этот процесс в случае, когда нагреваемый поток – диатермичная среда, например, воздух, нагреваемый в рекуперативном теплообменнике и поступающий в качестве окислителя на горение.

По результатам систематических расчетно-теоретических и экспериментальных исследований созданы научные основы теплообменников со вставками.

Особый интерес представляет изучение трубчатых ТА, снабженных вставками во внутритрубных и межтрубных каналах: с радиальными ребрами вдоль оси каналов и пластинами, размещенными параллельно продольным рядам труб между рядами (рис. 1).

Проводится многолетний комплекс экспериментальных и расчетно-теоретических работ [1–3], направленный на обеспечение в комплексе энергоэкологических преимуществ ТА в сочетании с их технологическим совершенствованием, повышением термической стойкости, улучшением массогабаритных и теплогидравлических характеристик теплообменников.

Соответствующие исследования высокотемпературных рекуперативных теплообменников «продукты сгорания – нагреваемый поток», результаты которых анализируются и сопоставляются ниже, выполнены в Институте газа НАНУ с использованием CFD моделирования и огневых испытаний на компьютеризированном крупномасштабном огневом стенде.

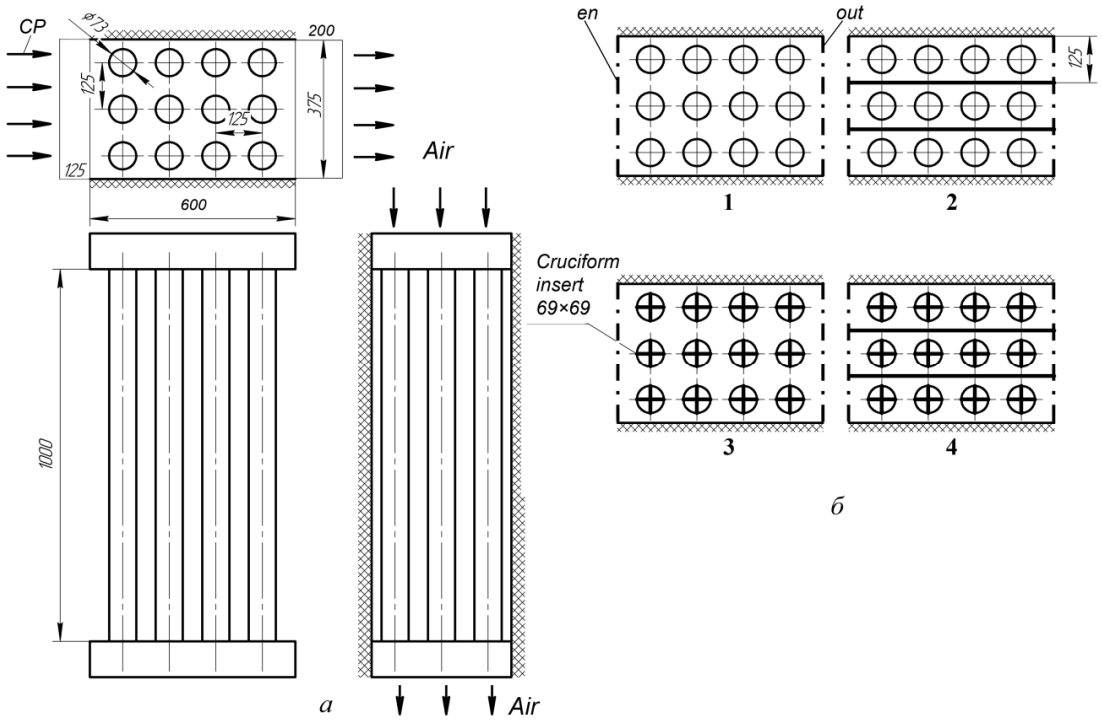


Рис. 1. Схема *i*-го теплообменника (*i*=1, 2, 3, 4) с использованием вторичных излучателей SE (горизонтальные сечения): *а* – конструкция ТА, *б* – варианты размещения SE по схеме *i*. 1 – базовая схема без вторичных излучателей SE; 2 – схема 1 + внешние SE (ESE); 3 – схема 1 + внутренние SE крестообразного сечения (ISE); 4 – схема 1 + ISE + ESE

На рис. 2 представлены результаты расчетов теплообмена в зависимости от температуры греющего потока T_{CP} на входе в ТА при неизменных номинальных массовых потоках теплоносителей: $\dot{m}_{CP,\,nom}$ = const и $\dot{m}_{ht,\,nom}$ = const. В качестве нагреваемых сред рассматриваются потоки диатермичной среды (воздух, рис. 2, *а*) и поглощающего газа (пар, рис. 2, *б*). Из данных рис. 2 следует вывод о прогрессивном нарастании положительной роли вторичных излучателей SE, обусловленном усилением роли радиационной составляющей теплообмена при повышениии температуры T_{CP}.

В табл. 1 представлена оценка влияния вторичных излучателей на интенсификацию процессов в теплообменниках в зависимости от принятой конструктивной схемы ТА (i = 2, 3, 4) по сравнению с базовой (гладкотрубной, без вторичных излучателей) схемы i = 1 при варьировании режимных условий (T_{CP}) и вида нагреваемого потока (воздух, водяной пар). Доказана возможность существенного увеличения результирующего тепловосприятия нагреваемого воздушного потока Q_a за счет размещения в каналах ТА вторичных излучателей вплоть до 40,5% по сравнению с базовой конструкцией при температуре греющего пото-

ка продуктов сгорания T_{CP} = 1000 °C. В случае нагрева потока водяного пара как излучающе-поглощающего газа соответствующее значение δQ_{wv} =24.8%.

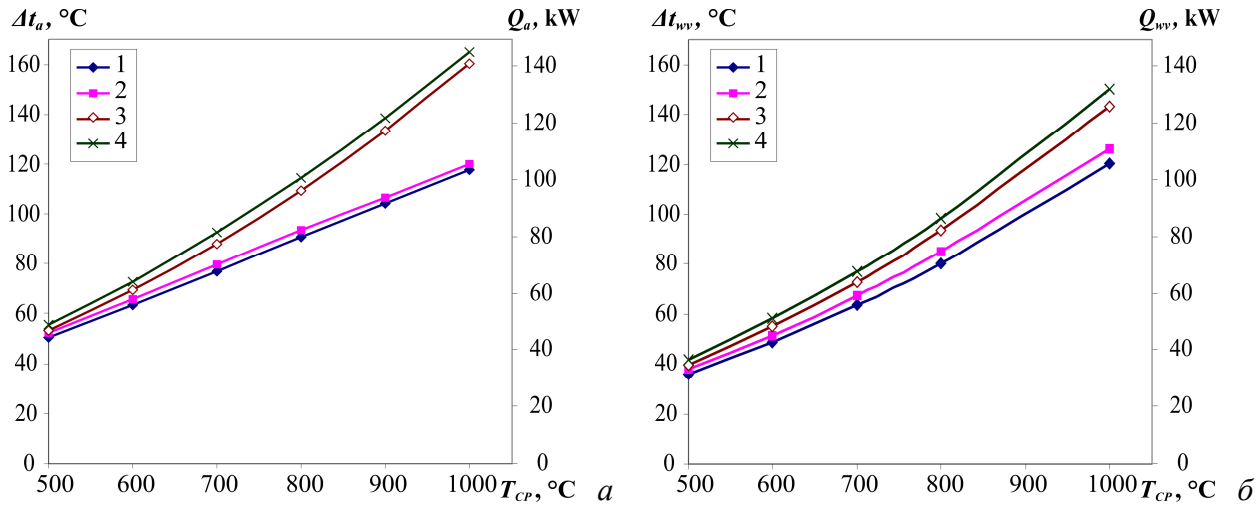


Рис. 2. Изменение подогрева теплоносителя Δt, °C, и переданного теплового потока Q, кВт, в рекуперативной секции в зависимости от температуры продуктов сгорания T_{CP}. *а* – воздух (Δt_a, Q_a), *б* – водяной пар (Δt_{wv}, Q_{wv})

Таблица 1

Относительное увеличение тепловосприятия труб теплообменника при нагреве воздуха $\delta Q_{a,i}$ и водяного пара в теплообменнике *i*-й схемы δQ_{wv} по сравнению с вариантом 1 (расчет по результирующему тепловому потоку) при номинальном расходе теплоносителей

$T_{ср}$, °C	δQ_i, %					
	Воздух ($ht \equiv a$)			Водяной пар ($ht \equiv wv$)		
	2	3	4	2	3	4
500	4.3	5.6	10.7	6.0	11.13	17.56
600	4.0	9.5	15.0	5.9	13.05	19.20
700	3.7	14.7	20.3	5.8	14.9	21.2
800	3.0	20.7	26.2	5.6	16.8	22.7
900	2.5	28.1	32.8	5.3	18.1	23.8
1000	2.0	36.5	40.5	5.0	19.1	24.8

Для оценки влияния совершенства ТА используется приведенный параметр, именуемый эффективностью ТА: $E = \dot{m}_{ht}(\Delta h_{th,out} - h_{th,en})/\dot{m}_{CP,en}$. Для аппаратов PFR (рис. 1) значение E определяется по отношению к потоку избыточной энтальпии (располагаемая энергия) на входе в ТА (сечение «*en*»).

Указанный критерий учитывает при заданном нижнем потенциале нагреваемого потока (температуре и избыточной энтальпии $\Delta h_{ht,en}$) термодинамический потенциал греющего потока Δh_{CP} и кинетический (теплообменный) параметр процесса в ТА в форме отношения массовых потоков теплоносителей $\dot{m}_{ht}/\dot{m}_{CP}$, связанный с характерными временами процесса (пребывания в ТА).

Значительный интерес представляет оценка нового направления и определение роли межрядных пластин – перегородок. Несмотря на меньшее воздействие на величину Q_{ht} по сравнению с внутритрубными вставками, дополнительная роль внешних вторичных излучателей сводится к понижению пиковых температур стенок теплообменных труб и тем самым к повышению термической стойкости конструкции.

В табл. 2 представлены расчетные результаты по оценке влияния нагрузки (расходов теплоносителей) на эффективность рабочего процесса ТА. При расчетах принималось сохранение отношения массовых потоков $\dot{m}_{CP} / \dot{m}_{ht} = æ = \text{const}$. Установлено, что при этом условии повышение расходов греющего потока $\dot{m}_{CP}$ и нагреваемого потока воздуха $\dot{m}_a$ приводит к понижению энергетической эффективности E: 4-кратное увеличение нагрузки вызывает 1,56–1,66-кратное сокращение эффективности ТА. Тем более следует ожидать понижения E в случае, когда рост потока в трубах $\dot{m}_a$ не сопровождается необходимым возрастанием $\dot{m}_{CP}$, причем $\dot{m}_{CP} / \dot{m}_a > æ$.

Таблица 2

Влияние нагрузки на энергетическую эффективность теплообмена

Расход теплоносителей		E,%			
$\dot{m}_{CP}$	$\dot{m}_{ht}$	1	2	3	4
$0{,}5\dot{m}_{CP,nom}$	$0{,}5\dot{m}_{ht,nom}$	11.36	11.46	16.36	16.70
$\dot{m}_{CP,nom}$	$\dot{m}_{ht,nom}$	9.28	9.46	12.67	13.04
$2\dot{m}_{CP,nom}$	$2\dot{m}_{ht,nom}$	7.26	7.50	9.69	10.08

Примечание: Номинальный расход воздуха, $\dot{m}_{a,nom} = 0.775$ кг/с, продуктов сгорания $\dot{m}_{CP,nom} = 0.84$ кг/с. $T_{CP} = 1000$ °С.

С указанных позиций следует оценивать экспериментальные данные, представленные на рис. 3, где приведены опытные значения E в зависимости от T_{CP}, полученные на огневом стенде. Условно способ обработки данных по топочной камере со схемой теплообменных процессов PSR принят таким же, как при CFD расчетах ТА со схемой PFR (Plug Flow Reactor). В качестве T_{CP} при этом рассматривается «температура камеры» T_{fl}.

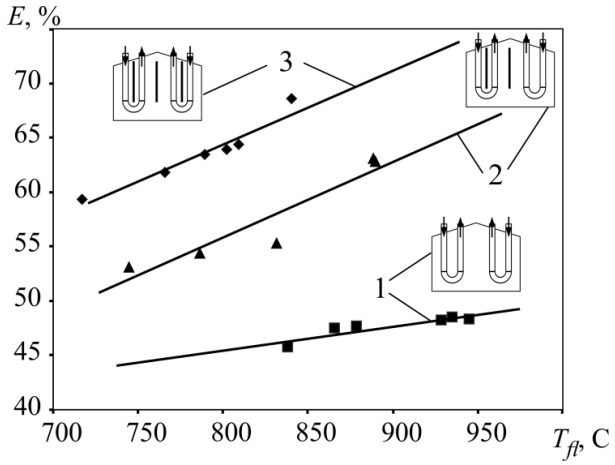


Рис. 3. Зависимость эффективности рекуперативных секций E (%) топочной камеры от температуры в камере T_{fl}: 1, ■ – отсутствие перегородок; 2, ▲ – наружные перегородки; 3, ♦ – наружные перегородки. Внутренние вставки отсутствуют. Расход природного газа, м^3/ч: 1 – 34,7–38,2; 2 – 29,2–30,1; 3 – 22,9–24,1

Из анализа данных рис. 3 следует возможность повышения эффективности ТА при размещении внешних вторичных излучателей между рядами труб, однако не столь существенная, как представленная на графике, в связи с повышением тепловой нагрузки камеры при отсутствии продольных перегородок.

Обозначения

ТА – теплообменный аппарат; E – эффективность ТА; ESE – внешние вторичные излучатели; h – энтальпия, Дж/кг; $\dot{m}$ – массовый поток; Q – тепловой поток, кВт; PFR – реактор идеального вытеснения; PSR – реактор идеального перемешивания.

Литература

1. Сорока Б. С., Воробьев М. В., Кудрявцев В. С., Згурский В. А., Карабчиевская Р. С. Теплообмен и аэродинамическое сопротивление современных высокотемпературных рекуператоров с внутритрубными вставками // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 2016. Т. 3. С.206–210.
2. Сорока Б. С., Згурский В. А. Комплексный анализ процессов переноса в современных теплообменниках // Теплофізика та теплоенергетика. 2019. Т. 41, № 3. С. 26–32 (Soroka B., Zgurskyi V. Comprehensive analysis of transfer processes in modern heat - temperature exchangers // Thermophysics and Thermal Power Engineering).
3. Сорока Б. С., Sandor P., Кудрявцев В. С., Згурский В. А., Воробьев Н. В. Анализ тепловых процессов в теплообменниках с вторичными излучателями (по данным огневых испытаний) // XV Міжнародна науково-практична конференція «Вугільна теплоенергетика: шляхи реконструкції та розвитку». Збірка наукових праць. Київ, 2019. С. 53–59.

УДК 536.2:532/533; 674.047

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ СУШКИ И НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ КОЛЛОИДНЫХ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

В. А. Сычевский

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
vas@hmti.ac.by

Известно, что причиной поглощения и переноса влаги в коллоидных капиллярно-пористых материалах является наличие поверхностных сил. Эти же силы обуславливают и изменения формы и объема твердого материала. Общая причина указывает на то, что всегда процессы массопереноса в коллоидных капиллярно-пористых материалах сопровождаются деформациями и напряжениями в них. Нагревание и охлаждение также приводят к деформации материала. Однако для коллоидных капиллярно-пористых материалов они значительно меньше влажностных усадок, поэтому их учитывать нет смысла. Влажностные деформации и напряжения изучаются для большого круга материалов. Так, в литературе можно найти работы по тепломассопереносу и деформированию в древесине, крахмале, макаронах, зерне, картофеле, свекле, каолине, глине, торфе, кирпиче. Все эти исследования имеют дело с объектами простой формы и без привязки к технологическим процессам сушки. Но нельзя предсказать механическое поведение объектов сложной геометрической конструкции, сохнущих в сложных технологических условиях, на основе решений задач для одиночных объектов простых форм и с простыми граничными условиями. Поэтому в данной работе изучается технологическая сушка объектов сложной геометрии в конвективных сушильных установках. Рассмотрение таких систем актуально, так как при разработке технологических режимов сушки необходимо учитывать напряженно-деформированные состояния (НДС) коллоидных капиллярно-пористых материалов. Однако до настоящего времени не разрабатывались технологические режимы сушки на основе НДС материала. Представленная работа направлена на численные расчеты конвективной сушки и НДС. При этом расчеты будут тем точнее, чем точнее

используемые геометрические, аэродинамические, тепломассообменные и механические модели, описывающие реальные процессы.

Геометрическая сложность изучаемых объектов требует привлечения специальных программ, способных численно моделировать такие конструкции. Для решения рассматриваемых задач используется пакет программ ANSYS, позволяющий решать поставленные задачи. Заметим, что ANSYS не может рассчитывать массоперенос и влажностные усадки на основе понятия влагосодержания, так как такая величина в нем не предусмотрена. Поэтому введены соответствующие величины и разработаны необходимые процедуры расчета полей влагосодержания и влажностных напряжений и деформаций на основе технологии UDS и UDF. В работах [1, 2] даны методики расчета аэродинамики сушильных установок. В статьях [3, 4] представлены методики расчета тепломассопереноса. В публикации [5] разработана методика расчета напряженно-деформированного состояния пиломатериалов. Это позволяет нам проводить численный расчет процессов тепломассообмена между воздухом и материалом, аэродинамику сушильного агента и деформирования твердого тела в процессе сушки в конвективной сушильной установке для систем сложной геометрической конструкции и технологических режимов сушки. Кроме того, созданные методики расчета позволяют разрабатывать технологические режимы сушки на основе НДС высушиваемого объекта и конструкции сушильных установок, а так же выполнять подбор необходимого оборудования.

Нами рассмотрена конвективная сушилка пиломатериалов, которая представляет собой прямоугольную камеру, где расположен вентилятор и калорифер. За калорифером с левого бока по ходу движения воздуха вдоль камеры размещается штабель, который отделен от вентилятора и калорифера перегородкой. Такое расположение элементов образует входной и выходной циркуляционные каналы, через которые сушильный агент поступает в штабель и удаляется из него. Штабель представляет собой прямоугольную конструкцию размерами 2100×450×625 мм, где указанные величины соответствуют длине, ширине и высоте. Он формируется из досок толщиной 40 мм. Пиломатериалы укладываются сплошными рядами по три доски без шпаций. Горизонтальные ряды пиломатериалов в количестве десяти штук в штабеле разделяются межрядовыми прокладками толщиной 25 мм, которые располагаются вертикально одна над другой. Весь штабель укладывается на 50-миллиметровые подставки, отделяющие его от пола камеры. Режим сушки задается температурой T = 77 °C и относительной влажностью воздуха φ = 0,5.

Также нами рассмотрена другая конструкция сушилки. Сушильная установка представляет собой прямоугольную камеру, в центре которой располагаются два штабеля, отделенных друг от друга зазором 100 мм. Штабель имеет форму прямоугольного параллелепипеда размерами 5500×1290×1400, где указанные величины соответствуют длине, ширине и высоте. Он формируется из досок толщиной 40 мм без шпаций между досками в одном ряду и зазором между досками в 30 мм для разных рядов, что соответствует толщине прокладок между ними. В одном ряду находится шесть досок, а рядов всего двадцать. Сверху над штабелями на расстоянии 120 мм от них находится перегородка, которая отделяет штабеля от восьми вентиляторов. На уровне этой перегородки по всей длине входного канала расположен калорифер. За калорифером по ходу движения сушильного агента расположен входной канал между стенкой камеры и штабелем по всей длине сушильной камеры. Его ширина от стенки до штабеля составляет 500 мм. Через него воздух попадает в первый штабель, а затем и во второй. Пройдя через второй штабель, воздух попадает в выходной канал, а затем, поднимаясь вверх, направляется к вентилятору.

Технологический режим сушки задается следующим образом. Температура сушильного агента принимается постоянной на всем протяжении сушки и равной T = 55 °C. Относительная влажность воздуха меняется в зависимости от влагосодержания материала: при W = 0,6 кг/кг имеем φ = 0,95; при 0,55 кг/кг – 0,95; при 0,5 кг/кг – 0,91; при 0,45 кг/кг – 0,86;

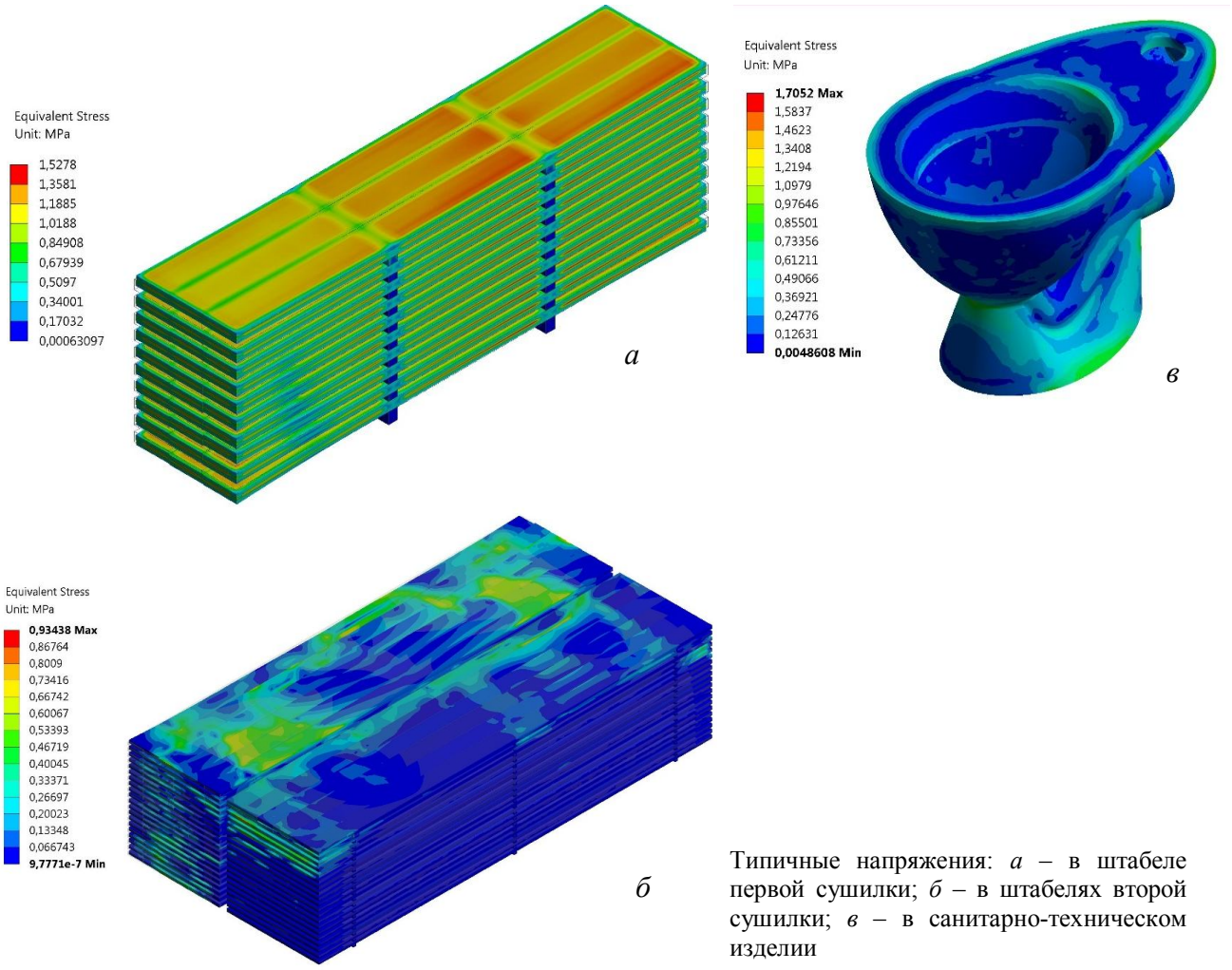
при 0,4 кг/кг – 0,8; при 0,35 кг/кг – 0,74; при 0,3 кг/кг – 0,66; при 0,25 кг/кг – 0,56; при 0,2 кг/кг – 0,45; при 0,15 кг/кг – 0,36; при 0,1 кг/кг – 0,13.

Сушилка для санитарно-технических изделий представляет собой 76-метровый туннель непрерывного действия. Санитарно-технические изделия размещаются в люльках, которые движутся через туннель с постоянной скоростью. Вся сушилка разбита на восемь одинаковых зон. В каждой зоне задается свой режим сушки, который определяется температурой и влажностью сушильного агента. Вдоль туннеля (снизу и боков) в каждой зоне расположены воздуходувки, через которые сушильный агент с заданными параметрами подается в туннель. Удаляется воздух через выходные отверстия в потолке туннеля. Сушильный агент движется поперек туннеля, что не дает ему возможности перемешиваться с сушильным агентом из других зон, что позволяет сохранять режимные параметры сушки в каждой зоне постоянными. В сушилке одновременно может находиться около 480 изделий. Разработанная методика расчета позволяет рассчитать процесс сушки в такой сушилке. Однако столь большие ее размеры и большое количество находящихся в ней изделий требуют компьютеров с огромными вычислительными ресурсами, которых нет в нашем распоряжении. Поэтому решаемую задачу необходимо упрощать. Вместо изучения 76-метровой сушилки рассматривается одна зона с высушиваемым объектом, где через 2 ч меняются режимные параметры, что соответствует переходу изделия из одной зоны в другую в реальной сушилке. Размеры зоны сушки принимаются следующими: ширина равна 950 мм, длина – 1240 мм, высота – 1400 мм. В качестве объекта сушки используется унитаз, размеры которого имеют следующие значения: ширина – 360 мм, длина – 630 мм, высота – 400 мм. Технологический режим сушки предусматривает смену температуры и относительной влажности воздуха через каждые 2 ч в следующем порядке: I – $T = 35\ ^{o}C$, $\varphi = 70\%$; II – $T = 45\ ^{o}C$, $\varphi = 60\%$; III – $T = 55\ ^{o}C$, $\varphi = 50\%$; IV – $T = 75\ ^{o}C$, $\varphi = 40\%$; V – $T = 80\ ^{o}C$, $\varphi = 30\%$; VI – $T = 80\ ^{o}C$, $\varphi = 25\%$; VII – $T = 75\ ^{o}C$, $\varphi = 15\%$; VIII – $T = 60\ ^{o}C$, $\varphi = 15\%$.

Рассчитано движение сушильного агента во всех рассмотренных выше сушильных установках. В камерных сушилках пиломатериалов движение воздуха носит вихревой характер. Если перепад давления на вентиляторах значительный, то вихревое движение воздуха может реализовываться и в зазорах между досками штабеля. Численный расчет позволяет получить достаточно подробную аэродинамическую картину движения воздуха в камерах. Получены детальные распределения температур в сушильных установках. Общая тенденция всех трех сушилок заключается в том, что температура в материале ниже температуры сушильного агента почти на всем протяжении процесса сушки. Причиной этого является испарение влаги из объекта, которое охлаждает его. Определены распределения массовой доли воды в сушильном агенте. Наименьшее количество влаги находится в области приточно-вытяжной системы и перед сушимым материалом по ходу движения воздуха, а наибольшее значение – в районе выходного канала за объектом сушки. Получены детальные распределения влагосодержания в исследуемых материалах. Расчеты показывают неоднородность распределения влагосодержания по объему доски, по объему штабеля и от штабеля к штабелю. Всегда будут сохнуть быстрее первые (по ходу движения воздуха) доски в штабеле и первый штабель в сравнении со вторым. Неоднородность сушки является одной из причин напряженно-деформированного состояния тел. Выполнены расчеты НДС всех описанных выше систем и их изменения в процессе сушки. На рисунке представлены типичные напряжения в исследуемых объектах сушки. Отметим, что в каждой системе распределения напряжений имеют сложный индивидуальный характер и зависят от многих факторов. Кроме того, они меняются на всем протяжении процесса сушки.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что разработанные методики расчета достаточно подробно описывают процессы тепло- и массопереноса в сушильных установках конвективного типа и определяют напряженно-деформированное состояние колло-

идных капиллярно-пористых материалов сложной геометрии. Это, в свою очередь, позволяет оценить возможность трещинообразования в объектах и, как следствие, эффективность используемого технологического режима сушки, конструкции сушильной установки и используемого оборудования.



Типичные напряжения: *а* – в штабеле первой сушилки; *б* – в штабелях второй сушилки; *в* – в санитарно-техническом изделии

Литература

1. Сычевский, В. А., Баранова Т. А. Численное моделирование аэродинамики лесосушильной камеры // Тепло- и массоперенос – 2014: сб. науч. тр. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2015. С. 66–73.

2. Сычевский В. А., Чорный А. Д., Баранова Т. А. Оптимизация аэродинамического режима работы сушильной камеры // Энергетика. Изв. высш. учеб. заведений и энергетических объединений СНГ. 2016. Т. 59, № 3. С. 260–271.

3. Сычевский В. А. Тепломассообмен в конвективных сушильных установках древесины // ИФЖ. 2018. Т. 91, № 3. С. 753–760.

4. Сычевский В. А. Моделирование технологического процесса конвективной сушки пиломатериалов // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2018. Т. 63, № 4. С. 424–434.

5. Сычевский В. А. Температурные и влажностные напряжения в пиломатериале при высокотемпературной сушке // Тепло- и массоперенос–2016: сб. науч. тр. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2017. С. 71–82.

УДК 662.7; 662.641

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ АВТОТЕРМИЧЕСКОГО ПРОТЕКАНИЯ ПИРОЛИЗА БИОМАССЫ В НЕПОДВИЖНОМ СЛОЕ

Р. Б. Табакаев[1], А. В. Астафьев[1], Н. А. Языков[2]

[1]Томский политехнический университет, г. Томск, Россия
[2]Институт катализа им. Г. К. Борескова СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Введение. В настоящее время особое внимание уделяется экологии планеты. Это вызвано постоянно увеличивающимся негативным воздействием человека на окружающую среду. Особенно остро проблема стоит при рассмотрении загрязнения воздушного бассейна [1]. При этом энергетика рассматривается в качестве одной из основных причин загрязнения окружающей среды.

Возможным решением, позволяющим снизить количество вредных выбросов от энергетического сектора, является вовлечение возобновляемых источников энергии, в частности биомассы. Однако энергетическое использование биомассы сопровождается рядом сложностей, что приводит к высоким эксплуатационным затратам при сжигании традиционными методами. Сложившаяся ситуация указывает на необходимость поиска других подходов для вовлечения ресурсов биомассы в топливно-энергетический баланс.

Одним из перспективных направлений энергетического использования биомассы является её термическая переработка в ценные виды топлива: высококалорийное твердое, жидкое и газообразное. Однако данный способ требует подвода теплоты для его осуществления, что снижает экономическую эффективность переработки. Реализация термопереработки в автотермическом режиме за счет собственного тепловыделения позволит существенно уменьшить затраты на её осуществление и снизить себестоимость получаемого топлива.

В связи с этим целью работы поставлена оценка возможности пиролиза древесной биомассы и торфа за счет тепловыделения от разложения органической части сырья.

Методика исследования. В работе рассмотрены следующие виды биомассы, наиболее характерные для Российской Федерации – сосновые опилки и торф (месторождение Суховское, Томская область). Характеристики перечисленных образцов после достижения воздушно-сухого состояния приведены в табл. 1.

Таблица 1

Теплотехнические характеристики изучаемой биомассы

Сырье	Влажность W^a, %	Зольность A^d, %	Выход летучих веществ V^{daf}, %	Низшая теплота сгорания Q_i^r, МДж/кг
Опилки	7,0	1,6	83,4	18,1
Суховской торф	9,9	22,8	74,8	11,8

Термогравиметрический и дифференциально-термический анализы рассматриваемых видов сырья, необходимые для определения тепловых эффектов, выполнены на микротермоанализаторе STA 449C (Netzsch, Германия) в инертной среде (гелий) с целью имитации условий пиролитической переработки, а также исключения влияния окислительных реакций на результаты исследования. Скорость нагрева составила 10 °С/мин, что соответствует скорости нагрева при медленном типе пиролиза. Температурный диапазон эксперимента составил от 20 до 600 °С. Конечная температура выбрана в связи с тем, что до этого значения в сырье завершаются все экзотермические реакции [2].

Величина тепловых затрат, необходимых для осуществления пиролиза, рассчитывалась по методике, представленной в [3], согласно которой теплота, подведенная к сырью, расходуется на сушку (Q_1), нагрев до температуры (t_1) начала активного разложения сырья (Q_2), образование углеродистого остатка (Q_3) и потери с летучими продуктами пиролиза – газом, парами пирогенетической воды и смолы (Q_4). Температура окончания процесса разложения, сопровождающегося угасанием пика кривой ДТА, обозначена t_p. За критерий автотермичности принято условие, при котором теплоты экзотермических реакций, протекающих в сырье во время нагрева, достаточно для компенсации вышеперечисленных затрат. Температурные интервалы экзотермических реакций ($t^{н}_{экзо} - t^{к}_{экзо}$) определены из пиков на кривой ДТА; величина тепловых эффектов на сухую массу сырья ($Q_{ТЭ}$) – путем сопоставления площадей эндотермического и экзотермического пиков на кривых ДТА. Величина суммарного теплового эффекта ($\sum Q$) отражает разницу между тепловыделением от протекания экзотермических реакций ($Q_{ТЭ}$) и тепловыми затратами ($Q_{1\text{-}4}$). Значения удельной теплоемкости (C_p^0) определены на анализаторе температуропроводности DLF-1200 (TA Instruments, США), подробная методика представлена в [3]. Теплоёмкость углеродистого остатка принята по литературным данным [4, 5].

Обсуждение результатов. Результаты дифференциального термического анализа представлены на рис. 1. Согласно полученным кривым определены значения величин, необходимых для расчета тепловых затрат (табл. 2). Температура полного испарения влаги (t_d) соответствует окончанию эндотермического пика на кривой ДТА. Температура начала разложения сырья (t_1) соответствует началу увеличения скорости убыли массы.

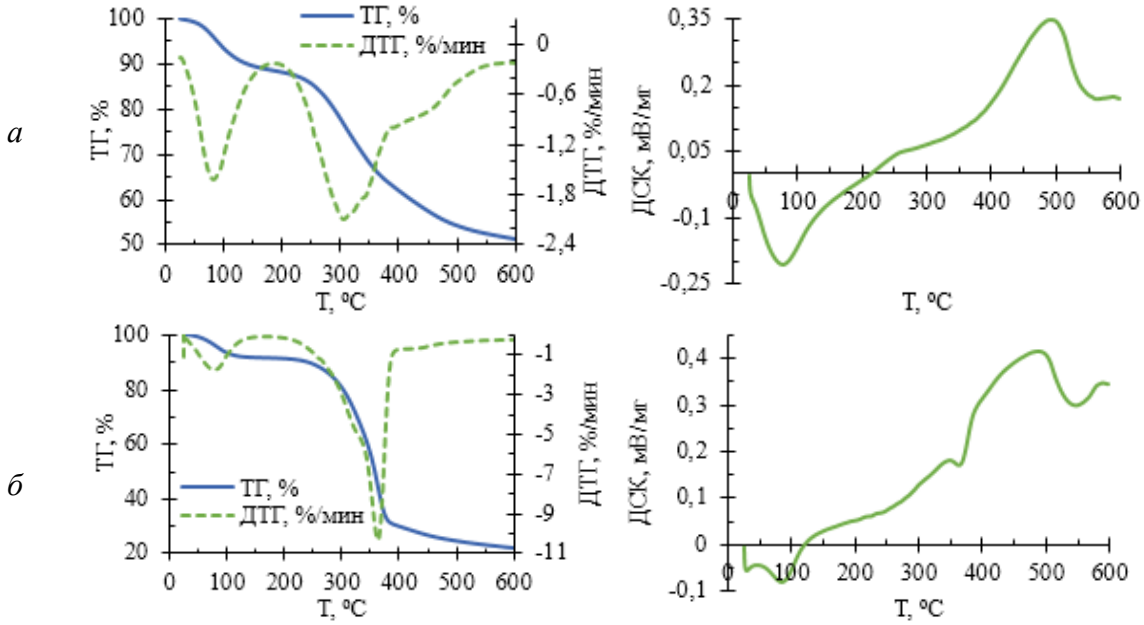


Рис. 1. Результаты дифференциального термического анализа: *а* – суховского торфа; *б* – сосновых опилок

Таблица 2

Данные для расчета тепловых затрат по результатам ТГ

Топливо	Параметры					
	t_d,°C	t_1,°C	C_p^0, кДж/кг	$t^{н}_{экзо} - t^{к}_{экзо}$,°C	t_p,°C	$Q_{ТЭ}$, кДж/кг
Опилки	110	230	2,377	240–550	550	1062
Суховской торф	105	180	1,624	200–530	530	862

Расчёт тепловых затрат проведен для нескольких температур из интервала $t_1 - t_p$. Величина массы полученного углеродистого остатка при температуре t_1 вычислялась путем вычитания из общей массы сырья значения влажности, выход летучих веществ в этот момент принимался равным нулю. Для выбранных температур окончания пиролиза величина массы углеродистого остатка определялась по кривой ТГ (рис. 1), а выход летучих продуктов составлял разницу между значениями массы углеродистого остатка при температурах t_1 и t_p.

Результаты расчетов тепловых затрат представлены на рис. 2. Наибольшие значения выделяющейся теплоты 36,3 кДж/кг в ходе переработки опилок можно получить при температуре 400 °С. Для суховского торфа максимальное значение (149,7 кДж/кг) достигается при 500 °С. Это объясняется разным механизмом разложения древесного сырья и торфа и протекания экзотермических реакций в ходе процесса. Как видно из рис. 1, величина теплового эффекта пиролиза древесины резко увеличивается при нагреве до 400 °С, после чего изменяется незначительно. Выделение теплоты при разложении суховского торфа происходит практически линейно в интервале всего экзотермического пика разложения сырья (200–530 °С).

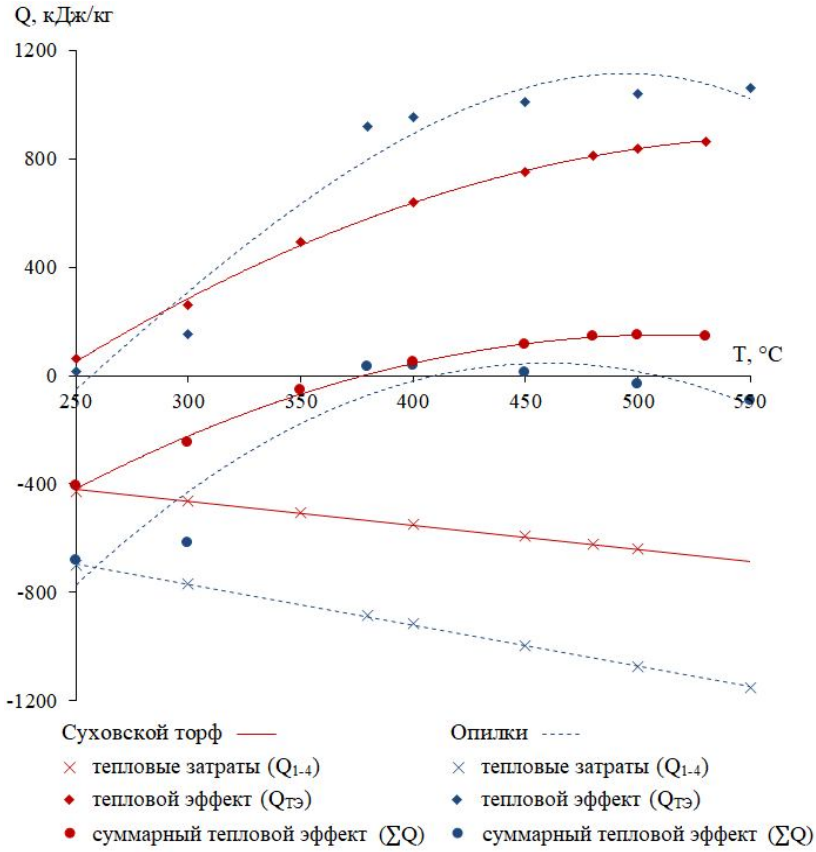


Рис. 2. Зависимость суммарного теплового эффекта пиролиза от температуры процесса для сосновых опилок и торфа при значениях влажности W^a

Немаловажным фактором, оказывающим влияние на протекание процесса пиролиза, является влажность перерабатываемого сырья. В связи с чем, при температурах, позволяющих достичь максимального суммарного теплового эффекта, произведена оценка влияния влажности на возможность организации процесса пиролиза в автотермическом режиме. Полученные результаты представлены на рис. 3.

Тепловые затраты пиролиза суховского торфа могут быть покрыты при влажности исходного сырья менее 14%, для сосновых опилок значение максимальной влажности для теоретически возможной переработки за счет собственного тепловыделения составляет 10%.

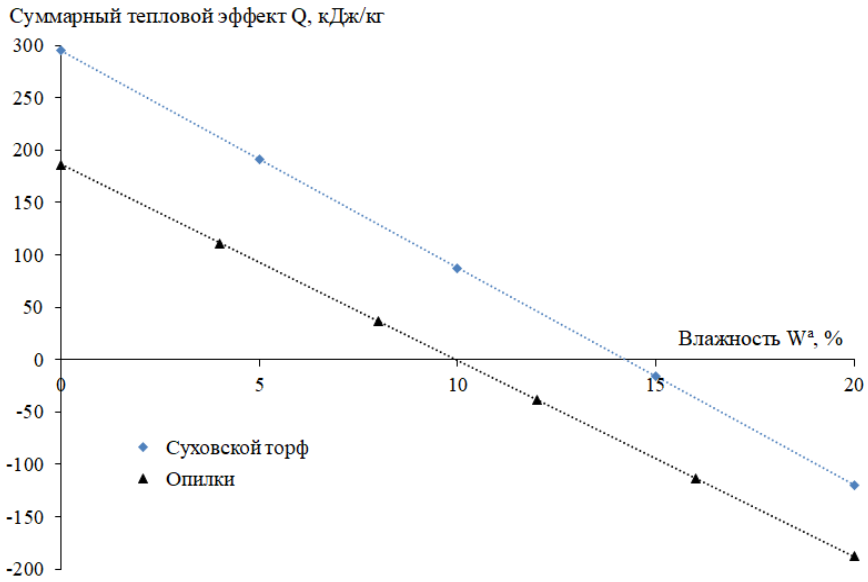


Рис. 3. Зависимость суммарного теплового эффекта пиролиза от влажности исходного сырья

Заключение. Результаты расчета тепловых затрат и оценки тепловых эффектов разложения сырья позволили определить оптимальные параметры пиролитической переработки торфа Суховского месторождения и сосновых опилок – температуру пиролиза и влажность исходного сырья. Оптимальной температурой для пиролиза опилок является 400 °С, при которой суммарный тепловой эффект максимален и составляет 36,3 кДж/кг, для суховского торфа эта температура составляет 500 °С (суммарный тепловой эффект равен 149,7 кДж/кг). Максимальные значения влажности, обеспечивающие покрытие тепловых затрат за счет теплоты экзотермических реакций, при оптимальных температурах пиролиза составили 10% для опилок и 14% для суховского торфа.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 19-79-00085).

Литература

1. World Energy Outlook Special Report. Energy and Air Pollution. Paris: International Energy Agency, 2016. – 266 p.

2. Таймаров М. А., Лавирко Ю. В. Теплогенерирующий агрегат с выработкой пиролизного газа // Изв. КГАСУ. 2017. Т. 41, № 3. С. 158–166.

3. Астафьев А. В., Табакаев Р. Б., Мусафиров Д. Е., Заворин А. С., Дубинин Ю. В., Языков Н. А., Яковлев В. А. Исследование тепловых эффектов пиролиза соломы для оценки возможности его реализации в автотермическом режиме // Химия растительного сырья. 2019. № 2. С. 271–280.

4. Кулеш Р. Н., Субботин А. Н. Физические характеристики торфа и моделирование его возгорания в штабеле // Энергетик. 2011. № 8. С. 33–35.

5. Dupont C., Chiriac R., Gauthier G., Toche F. Heat capacity measurements of various biomass types and pyrolysis residues // Fuel. 2014. Vol. 115. P. 644–651.

УДК 338.45; 661.961.11

ТЕПЛОМАССООБМЕН ПРИ КАТАЛИТИЧЕСКОМ ПОЛУЧЕНИИ ВОДОРОДА ЭЛЕКТРОЛИЗОМ УГОЛЬНОЙ ПУЛЬПЫ

В. Б. Трошенькин, О. В. Кравченко, Б. А. Трошенькин

Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины, г. Харьков

В данной работе рассматривается процесс электрохимической газификации углеродсодержащих материалов с последующим использованием генерируемого водорода в топливных элементах. К углеродсодержащим материалам относятся: уголь, лигнит, торф, древесный уголь, сажа, графит, дерево, нефтяной битум, биомасса (сточный осадок). Наиболее подходящим материалом является уголь.

В опытной установке реализуется каталитический процесс электролиза угольной суспензии. Катализатор выбирают из группы: железа, меди, цезия, ванадия, брома, бора или растворимых солей этих элементов. Предпочтительным вариантом является применение в электролите ионов железа. Процесс может быть представлен реакциями:

в анодном аппарате:

$$Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+} + e^{-};$$

в промежуточном выщелачивающем аппарате:

$$4Fe^{3+} + C + 2H_2O \rightarrow 4Fe^{2+} + CO_2 + 4H^{+};$$

в катодном аппарате:

$$2H^{+} + 2e^{-} \rightarrow H_2.$$

Опыты проводились на стеклянном стенде, состоящим из двух блоков. В первом электролизном блоке установлены углерод–углеродные электроды. Второй блок выполняет роль выщелачивающего аппарата.

В экспериментах использовали порошок угля марки АШ с характеристиками: фракционный состав от 50 до 315 мкм; удельная поверхность 317 м^2/кг; зольность сухой массы 24%; выход летучих 4–6%. Концентрация порошка угля в пульпе 44%.

Во время первой серии опытов поддерживалась температура 55–58 °С, напряжение – 1,5 В, в качестве жидкой фазы применяли раствор серной кислоты с концентрацией 1 М. Анализ газов выполнен на хроматографе типа ЛХМ–8МД. В электролизер загружалась подкисленная пульпа. В опытах выход тока по водороду достиг величины 44,9–46% при плотности тока 0,012–0,017 кА/м^2.

Во второй серии опытов выщелачивание угля ионами Fe^{3+} производилось в отдельной емкости. В качестве источника двухвалентного железа применена соль сернокислого железа $FeSO_4 \cdot 7H_2O$. Через электролизер многократно пропускали раствор 1 М $H_2SO_4 \cdot$400 мМ Fe^{2+}. Температура поддерживалась в интервале 60–63 °С, напряжение 1,5 В. Затем полученный раствор с ионами Fe^{3+} многократно пропускали через выщелачивающую емкость и возвращали в электролизер с ионами Fe^{2+}. Зафиксированная плотность тока при этом выросла до 0,083 кА/м^2.

Далее усовершенствовали электроды. Внутрь каждого из них был вставлен П–образный проводник, что улучшило распределение тока по электродам. В результате плотность тока поднялась до 0,1 кА/м^2. Следующий шаг в усовершенствовании заключался в установлении обмотки серебряной проволоки на каждый электрод, что позволило поднять плотность тока до 0,12 кА/м^2.

Таким образом, в усовершенствовании процесса существуют значительные возможности. В частности, известные емкостные аппараты ящичного типа необходимо заменить на пленочные аппараты [1–3].

На начальном этапе применения топливных элементов с генераторами водорода целесообразно остановиться на пилотной установке мощностью 1 МВт (по электроэнергии).

Для преобразования химической энергии в электрическую большинство исследователей предпочитают использовать твердооксидные топливные элементы (ТОТЭ).

В состав керамики входят оксиды циркония, скандия, иттрия, цезия, стронция и других переходных и редкоземельных металлов.

Процесс протекает следующим образом. На пористом водородном электроде (аноде) ТОТЭ адсорбированная и каталитически активированная молекула водорода взаимодействует с ионом кислорода, поступающим из плотного керамического электролита. В результате реакции образуется молекула воды, свободные электроны и выделяется тепловая энергия:

$$2H_2 + 2O^{2-} \rightarrow 2H_2O + 4e^- + Q\,.$$

Во время реакции топливные элементы разогреваются до 595 °С. Вода преобразуется в пар, а электроны через электрод поступают во внешнюю электрическую цепь.

Приэлектродный слой электролита обедняется ионами кислорода, что приводит к возникновению в электролите потоков ионов кислорода к водородному электроду.

На пористом кислородном электроде (катоде) ТОТЭ происходит атомизация адсорбированных молекул кислорода, их ионизация и внедрение в твердый электролит:

$$O_2 + 4e^- \rightarrow 2O^{2-}.$$

Электроны для ионизации атомов кислорода поступают из внешней цепи.

Определенный вклад в создание ТОТЭ внесли отечественные ученые. В частности, ими разработан топливный элемент, состоящий из трех систем: электролит $ZrO_2 \cdot Y_2O_3$; анод $ZrO_2 \cdot Y_2O_3 \cdot NiO$; катод $La \cdot Sr \cdot MnO_2\ Y_2O_3$.

Топливный элемент проявил высокую активность в области температур 600–700 °С [4]. Но поскольку производство данных ТОТЭ до сих пор не освоено, то при комплектации энергетической установки приходиться ориентироваться на зарубежные разработки [5]. Так, батарея с 30 керамическими ТОТЭ фирмы *Delfy* имеет следующие характеристики: мощность батареи 9,0 кВт; размер активной зоны ячеек 403 см^2; плотность мощности 5 кВт/м^2; гарантированный срок работы 40 000 ч. Таким образом, для стационарной работы энергетической установки мощностью 1 МВт необходимо примерно 110 батарей данной фирмы

Теоретически на выработку в ТОТЭ электроэнергии в количестве 3 кВт·ч при КПД 100% затрачивается 1 м^3 водорода. Но одновременно с электроэнергией выделяется тепло. При 900 °С на получение электроэнергии затрачивается 83% (затраты энергии 2,5 кВт·ч на 1 м^3). Остальные 17% уходят на производство тепла. В пароводяном цикле с помощью этого тепла можно выработать примерно 0,2 кВт·ч электроэнергии. В итоге 1 м^3 водорода позволяет получить 2,7 кВт·ч электроэнергии. Отсюда следует, что для производства 1 МВт·ч электроэнергии необходимо затратить в час примерно 370 м^3 водорода.

Остается оценить возможности генератора водорода на данный момент.

Теоретическое напряжение для получения водорода при 25 °С путем электролиза угольных суспензий в кислых средах составляет 0,21 В, что позволяет получить 1 кг водорода, затратив 5,6 кВт·ч электроэнергии. При цене электроэнергии 0,04 долл кВт·ч и цене угля 32 долл/т стоимость одной тонны водорода будет находиться в пределах 1700 долл [6].

На практике кинетические сопротивления приводят к тому, что напряжение необходимо увеличить до 0,8 В. При этом наблюдаемая сила тока находится в пределах 0,25 кА/м^2. В

опытах использованы электроды покрытые металлами Pt, Ir, Rh. В качестве электролита применяли серную кислоту с концентрацией 1 М. Диаметр частиц угля от 74 мкм до 105 мкм. В этом случае при температуре 60 °С на получение 1 кг водорода необходимо затратить 22 кВт·ч электроэнергии (что на 50% ниже затрат энергии при электролизе воды) [7].

Снижение расхода электроэнергии можно достичь оптимизацией переменного состава электродов, концентрации ионов железа в электролите, температуры, размеров угольных частиц и концентрации угля в суспензии [8]. Одновременно, направляя теплоту ТОТЭ после пароводяного цикла в генератор водорода удастся, по-видимому, снизить затраты энергии с 2 кВт·ч на производство 1 $м^3$ водорода до 1,7 кВт·ч. Это означает, что из вырабатываемой в ТОТЭ 1000 кВт·ч электроэнергии порядка 630 кВт·ч заберет генератор водорода и лишь 370 кВт·ч уйдет потребителю.

Таким образом, энергетический комплекс ТОТЭ-генератор водорода на угле на сегодняшний день может работать с КПД 37%. Обусловлено данное обстоятельство тем, что генерация водорода при электролизе угольной пульпы достигла на практике лишь КПД 33%.

Для данных условий определяем размеры реакционной поверхности аппаратов со стекающей пленкой.

Ранее установлено, что при напряжении 2 В и температуре 100–200 °С скорость выделения водорода с единицы поверхности электродов составляет $(1{,}13–1{,}16)\cdot10^{-4}$ $м^3/(м^2\cdot с)$ [8]. Приняв нижнее значение, находим, что для выработки 370 $м^3/ч$ водорода необходим пленочный аппарат с электродной поверхностью 909,5 $м^2$.

Целесообразно принять две линии производства водорода, в которых поверхность каждого анодного аппарата составляет 616 $м^2$, такая же поверхность должна быть у выщелачивающего и катодного аппаратов.

Основные характеристики пленочного аппарата согласно нормам [9]: площадь поверхности 616,0 $м^2$; диаметр нагревательно-электродных труб 38×2,5 мм; длина труб 5 м; число труб 1154 шт; внутренний диаметр кожуха аппарата 2 м.

Гидродинамика и тепломассообмен в кольцевом потоке реагирующей смеси этих аппаратов близки к тому, что наблюдается в испарителях со стекающей пленкой [10]. Отличие заключается в оценке движущих сил процессов фазовых и химических превращений, а также сопротивлений этим процессам. Здесь значительную роль играет процесс подведения тепла от ТОТЭ и его распределение по корпусам многокорпусной водородной установки. Именно в пленочных аппаратах гарантируется максимальная скорость тепломассообмена, а следовательно, и самих реакций.

Разработан метод расчета электролизно-испарительной установки.

В ближайшем будущем необходимо изучить поверхностные необратимые явления, что позволит снизить кинетические сопротивления и добиться повышения эффективности энергетического комплекса.

Литература

1. А. с. № 435625 (СССР). М. Кл B 01 d 1/22. Пленочный выпарной аппарат / Б. А. Трошенькин, Ю. Н. Пискунов, В. Г. Пономаренко, И. М. Коваль / № 1438365/23–26; Заявл. 25.05.70; Опубл. 05.09.74. Бюл. № 33.

2. А. с. № 636003 (СССР). М. $Кл^2$ B 01 D 1/22. Пленочный выпарной аппарат / Б. А. Трошенькин, Г. И. Соловьева / № 1891560/23–26; Заявл. 12.08.71; Опубл. 05.12.78. Бюл. № 45.

3. Пат. 3880702 США. U.S. Cl.: 159/13 A; 159/43; 1371599; 23/267 C. Int. Cl.: B 01 d 1/22; E 03 b; B 01 d/00; F 17 d; B 0l d/1100 / Film type evaporator / Troshenkin, B. A. (USSR), at al. No. 374954; Заявл. 06.29.73; Опубл. 04.29.75.

4. Білоус А. Г. Багатошарові структури на основі товстих плівок для низькотемпературної (600 ºС) паливної комірки / А. Г. Білоус, О. Д. Васильєв [та ін.] // Фундаментальні аспекти відновлювано–водневої енергетики і паливно–комірчаних технологій / За загальною ред. Ю. М. Солоніна. К.: "КІМ", 2018. С. 190–195.

5. Васильєв О. Д. Паливні комірки і виробництво електрики та тепла ними / ECOTOWN | 05.02.2015 Режим доступа – https://ecotown.com.ua/news/Palyvni–komirky–i–vyrobnytstvo–elektryky–ta–tepla–nymy.

6. Мессерле В. Е., Устименко А. Б. Тридцать первая Международная техническая конференция по использованию угля и топливным системам // Теплоэнергетика. 2007. № 3. С. 71–76.

7. Nilesh Sathe, Geraldine G. Botte. Assessment of coal and graphite elektrolisis on carbon fiber electrodes // J. of Power Sources. 2006. Vol. 161. P. 515–523.

8. Трошенькин В. Б., Маркосова В. П., Трошенькин Б. А. Тепломассообмен при производстве водорода электролизом водоугольной суспензии // ИФЖ. 2010. Т. 83, № 2. С. 310–317.

9. Трошенькин Б. А. РТМ 26–01–71–75. Испарители со стекающей пленкой. Методика теплового и гидромеханического расчета // Химическое и нефтеперерабатывающее машиностроение. 1975. № 5. С. 4–5.

10. Трошенькин Б. А. Циркуляционные и пленочные испарители и водородные реакторы. Киев: Наук. думка, 1985. – 174 с.

УДК 536.2; 691

ТЕОРИЯ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В НАУЧНЫХ И ПРАКТИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ К ПРОБЛЕМАМ ЭНЕРГОРЕСУРСОСБЕРЕЖЕНИЯ В СТРОИТЕЛЬСТВЕ

С. В. Федосов

Национальный исследовательский Московский государственный строительный университет, г. Москва, Россия

Действующая в настоящее время нормативно-техническая документация регламентирует температурные воздействия на элементы конструкций, выполненные из различных строительных материалов. Так, например, проектирование и расчет стальных строительных конструкций зданий и сооружений различного назначения предусмотрены для работающих при температуре не выше 100 °С и не ниже минус 60 °С. Конструкции, изготовленные из алюминия, следует проектировать с учетом непосредственного температурного воздействия не выше 100 °С. При этом нижний предел температурного воздействия не предусмотрен и не указан.

Проектирование бетонных и железобетонных конструкций зданий и сооружений различного назначения выполняется для эксплуатации в климатических условиях России (при систематическом воздействии температур не выше 50 °С и не ниже минус 70 °С) в среде с неагрессивной степенью воздействия. Систематическое – по-существу, означает постоянное температурное воздействие. Сроки службы зданий и сооружений массового строительства в обычных условиях эксплуатации (здания жилищно-гражданского и производственного строительства) не менее 50 лет, т. е. и 60 лет и более, а уникальных зданий и сооружений – 100 лет и более. По-видимому, выражение «систематическое температурное воздействие»

при высоких (50 °С) и низких (минус 70 °С) температурах указано некорректно. Конструкции не могут эксплуатироваться в стационарном температурном поле на протяжении нескольких десятков лет по определению. Даже с учетом расчетного значения температуры наружного воздуха минус 40 °С для надземных конструкций такая температура является сезонной, а не «систематической».

Постоянно низкая температура (до проведения планового ремонта) поддерживается в зданиях промышленных холодильников (минус 30 °С при глубокой заморозке для хранения продуктов – более низкая температура не требуется).

Опыт обследования бетонных и железобетонных конструкционных материалов подтверждает, что с учетом фактических температурных воздействий при эксплуатации зданий на протяжении всего лишь нескольких лет техническое состояние соответствующих строительных материалов характеризуется значительным количеством дефектов и повреждений. Указания по проектированию бетонных и железобетонных конструкций, изготовляемых из плотного силикатного бетона на плотных заполнителях, предусматривают их работу в тех же условиях систематического воздействия температуры не выше 50 °С и не ниже минус 70 °С.

Температурный диапазон эксплуатации конструкций из асбестоцементных строительных материалов расширен. Каркасные и экструзионные плиты и панели применяются при температуре нагрева их поверхности не более 80 °С. Бескаркасные плиты и панели применяются при температуре внутренней поверхности конструкции не более 30 °С и при температуре наружной поверхности конструкции не более 80 °С. Свободно лежащие плоские и волнистые листы рекомендовано применять при температуре не более 100 °С. Во всех случаях нижний предел температурного интервала не указан.

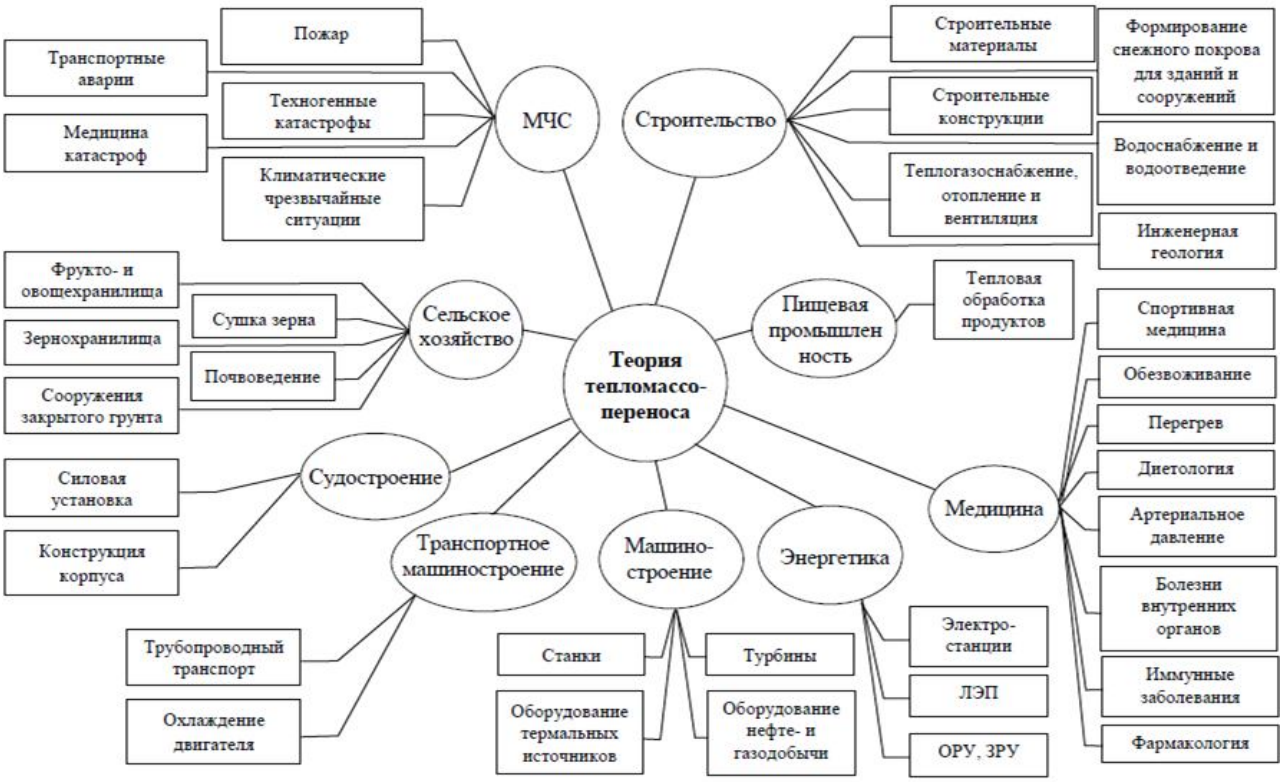
Так же не указан нижний предел температурного интервала эксплуатации для строительных материалов, из которых изготовлены деревянные конструкции. В условиях постоянного или периодического длительного нагрева деревянные конструкции допускается применять, если температура окружающего воздуха не превышает 50 °С. Для конструкций из клеевой древесины температура выше 35 °С допускается при относительной влажности воздуха не менее 50%.

Температурно-влажностные воздействия на многослойные ограждающие конструкции также учитывают их длительность во времени. Таким образом, теория тепломассопереноса применительно к строительным материалам, из которых разработаны различные строительные конструкции, обязательно учитывает временной фактор, так как теплофизические свойства материалов с течением времени изменяются. Это особенно важно для зданий и сооружений, эксплуатируемых в течение не менее 50 лет, а для уникальных – 100 лет и более.

Основы теории тепломассопереноса позволили сделать вывод, что в настоящее время представляется актуальным внести соответствующие изменения в действующую нормативно-техническую документацию для учета длительности температурно-влажностного воздействия на элементы строительных конструкций. Однако применение теории тепломассопереноса не ограничивается строительной отраслью. Применение теории тепломассопереноса в некоторых областях науки и техники показана на рисунке.

Теория тепломассопереноса, получившая широкое распространение для решения научных и практических проблем во многих отраслях промышленности (металлургической, химической, пищевой), пока еще не получила достаточного для нее признания среди ученых, работающих в области строительных наук. Количество монографий и диссертационных работ в данном направлении весьма невелико.

По-прежнему, вся основная нормативная документация ориентирована на балансовые методы расчета тепловых и массообменных процессов. Между тем промышленность производства строительных материалов базируется на весьма энергоемких технологиях сушки, обжига, тепловлажностной обработки.



Гносеологическая схема применения теории тепломассопереноса

В то же время решение проблем энерго- и ресурсосбережения для таких производств немыслимо без надежных методов расчета кинетики и динамики процессов переноса теплоты и массы вещества в твердой фазе, претерпевающей фазовые и химические превращения на разных стадиях технологических переделов.

УДК 699.868

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В НАГЕЛЬНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ ДЕРЕВЯННЫХ КОНСТРУКЦИЙ

С. В. Федосов[1], В. Г. Котлов[2]

[1]Ивановский государственный политехнический университет, г. Иваново, Россия
[2]Поволжский государственный технологический университет, г. Йошкар-Ола, Россия

Цель данного исследования – изучение влияния циклических изменяющихся параметров внешней среды (температуры и влажности) на работу нагельных соединений деревянных конструкций.

Температура и влажность – два физических свойства древесины, неразрывно связанных между собой. Периодическое изменение одного или второго параметра существенно влияет на деформативность узлового соединения и на прочность деревянных конструкций в целом. Данные положения получили подтверждение при исследовании нагельных соединений деревянных конструкций. Надо отметить, что указанные параметры влияют и на характеристики

прочности и деформативности самой древесины, но для податливых соединений это имеет ещё большее значение.

В разных регионах России, в том числе в Республике Марий Эл, ведется строительство мансард, в которых используются конструкции ферм с узловым соединением на металлических зубчатых пластинах (МЗП). Применение этих конструкций сокращает сроки строительства и позволяет использовать механизмы малой грузоподъемности, что ведет к сокращению затрат на строительство.

Сегодня в развитых странах мира до 80% всех деревянных конструкций изготавливается с применением зубчатых пластин (МЗП). На многих деревообрабатывающих предприятиях за рубежом широко используется прогрессивная технология изготовления строительных конструкций (ферм, рам, арок и т. п.), промышленной мебели и тары, элементы которых соединяются МЗП.

В механических соединениях между крепежными деталями и деревянными элементами возникают значительные местные напряжения. При определенной влажности древесины и деформации, вызванной локальными напряжениями, появляются дополнительные скольжения в соединениях, и, кроме того, снижается упругость. Значение различных вариантов условий эксплуатации при исследовании прочности деревянных конструкций усиливается ещё тем, что условия влажности и нагрузки, которым подвергается деревянная конструкция, не бывают постоянными: относительная влажность воздуха, температура и нагрузки постоянно меняются. Условия эксплуатации деревянных конструкций значительно варьируются в зависимости от времени года, а деревянные конструкции, подвергнутые длительной нагрузке, должны дополнительно выдерживать переменную влажность.

Содержание влаги в пиломатериале влияет как на форму поперечного сечения, так и на его эластичные свойства. Модуль эластичности влажного пиломатериала меньше, чем у сухого. С другой стороны, площадь и момент инерции с повышением влажности пиломатериала также больше.

В условиях постоянного или периодического длительного нагрева деревянные конструкции можно применять, если температура окружающего воздуха не превышает 50 °С. Для конструкций из клееной древесины температура выше 35 °С допускается при относительной влажности воздуха не менее 50% [1].

При изучении влияния влажности нельзя не учитывать конденсацию. Дифференциальная конденсация связана с нарастанием температуры и протекает только во время ее изменения, что обычно оказывается следствием температурного гистерезиса. Систематическая конденсация связана с наличием постоянного для значительного срока перепада температур (в пространстве). Если процесс конденсации происходит без добавления влаги или поступления ее извне, а лишь благодаря смещению водяных паров в пределах одного и того же замкнутого объема воздуха или материала и имеет характер периодического чередования, то имеем дело с круговым процессом конденсации [2].

Температурный гистерезис (т. е. температурное отставание) наблюдается чаще всего в массивных частях сооружений, построенных из материалов большой теплоемкости. Сам воздух при сезонных и суточных колебаниях температуры нагревается и остывает быстрее, чем нагревание и остывание теплоемких частей здания [3]. С усилением конденсации (чему способствует, препятствующая быстрому прогреванию массивных частей зданий, интенсивная термоизоляция при отсутствии соответствующей пароизоляции) увеличиваются температурное отставание во времени и температурный перепад. Именно с этим связано медленное высыхание или иногда внутреннее гниение бревен крупного диаметра, где внешние слои просохшего дерева, которые обладают большой влажностью и теплоемкостью, защищают ядровую часть от быстрого прогревания. Глубинные слои дерева, сохраняя в течение нескольких часов свою пониженную ночную температуру, утром из-за конденсации водяных паров ув-

лажняются [4]. Благодаря разности парциальных давлений через воздушные трещины в толщу бревна легко проникают пары воды, конденсируясь и увлажняя дерево. Они задерживаются там еще и в связи с тем, что «спровоцированное» ими разбухание дерева замыкает мельчайшие (волосные) трещинки и осложняет обратный выход влаги, что в дальнейшем затрудняет проветривание и высыхание дерева.

При обследовании технического состояния несущих и ограждающих строительных конструкций в течение длительного периода эксплуатации различных зданий и сооружений выявляется значительное количество дефектов и повреждений, первопричиной которых часто являются температурные и влажностные воздействия. К ним можно отнести следы продуктов коррозии, уменьшение расчетных площадей и толщин конструктивных элементов, преждевременное исчерпание несущей способности, снижение жесткости, долговечности и др. [5].

Явление термодиффузии при сушке обнаружено А. В. Лыковым [6]. Система уравнений тепломассопереноса, предложенная им, вошла в общую теорию тепломассопереноса [5] как система дифференциальных уравнений нестационарного переноса теплоты и влаги применительно к строительным материалам и конструкциям (1):

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial t}{\partial \tau} &= div\big(agrad(t)\big) + \varepsilon\frac{r^*}{c}\frac{\partial u}{\partial \tau} \\ \frac{\partial u}{\partial \tau} &= div\big(kgrad(u)\big) + div\big(k\delta_T grad(t)\big) + div\big(k\delta_T grad(p)\big) \\ \frac{\partial p}{\partial \tau} &= div\left(\frac{\rho_0}{c^*}k\delta_p grad(p)\right) - \frac{\varepsilon\rho_0}{c^*}\frac{\partial u}{\partial \tau} \end{aligned}\right\}. \qquad (1)$$

На основании изучения основ прогнозирования и оценки эксплуатационных характеристик с учетом циклически изменяющихся параметров внешней среды можно прогнозировать влияние влажности и температуры на прочность и деформативность деревянных конструкций и подготовить рекомендации по применению деревянных конструкций в различных зданиях с учетом повышения их долговечности.

Как отмечалось ранее в [7], действующая в настоящее время нормативно-техническая документация регламентирует температурные и влажностные воздействия на элементы конструкций с учетом стационарных значений, а фактическая работа узловых соединений находится под влиянием циклически изменяющихся параметров температуры и влажности.

Таким образом, намечены перспективы дальнейших научных изысканий и разработки практических рекомендаций по мониторингу состояния элементов деревянных конструкций с целью повышения их прочности и долговечности.

Литература

1. СП 64.13330.2017 Деревянные конструкции. Актуализированная редакция СНиП II-25-80.

2. Кузнецов Г. Ф. Деревянные конструкции. Справочник проектировщика промышленных сооружений. 1937.

3. Hoadley R. B. Understanding wood a craftsman's guide to wood technology. Hoadley, The taunton press. Lnc, 2000. – 280 p.

4. Котлов В. Г., Шарынин Б. Э. Разработка модели древесины как ортотропного материала для конечно-элементного анализа строительных конструкций (Часть 1) // Вестн. Поволжского гос. технол. ун-та. Сер.: Материалы. Конструкции. Технологии. 2018. № 2(6). С. 58–63.

5. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школв, 1967. – 600 с.

6. Лыков А. В. Теория сушки. М., 1968. – 472 с.

7. Федосов С. В., Малбиев С. А., Котлов В. Г. Температурные воздействия на строительные конструкции из дерева и пластмасс в нормативно-технической документации // Вестн. Поволжского гос. технол. ун-та. Серия: Материалы. Конструкции. Технологии. 2019. № 2 (6). С. 45–55.

УДК 532.526.4:66.011

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ТРУБЧАТОГО МЕМБРАННОГО ЭЛЕМЕНТА

С. В. Федосов[1], Ю. П. Осадчий[2], А. В. Маркелов[2]

[1]Национальный исследовательский Московский государственный строительный университет, г. Москва, Россия
[2]Ивановский государственный политехнический университет, г. Иваново, Россия
aleksandr203.37@mail.ru

Введение. Массопередача в промышленных баромембранных аппаратах, как правило, является нестационарным процессам.

Содержание природных и синтетических высокомолекулярных веществ в отработанных технических жидкостях и промышленных сточных водах оказывают существенное влияние на технологические процессы фильтрования путем образования отложений в каналах, трубопроводах и фильтрах очистных сооружений.

При этом градиент продольной скорости разделяемого потока, проницание очищаемого раствора через поры мембраны и диффузия частиц в ядро потока с поверхности раздела фаз существенно влияют на интенсивность массопередачи и, следовательно, на параметры пограничного слоя, который формируется на межфазной поверхности [1–3]. Очевидно, что процессы ультрафильтрации растворов с высокой относительной проницаемостью компонентов при значительной степени их извлечения должны рассчитываться с привлечением моделей пограничного слоя, учитывающих вышеназванные возмущающие факторы.

Цели и задачи исследования. Для решения проблем гидродинамики гетерогенных сред требуется создание адекватной универсальной математической модели турбулентного осаждения мелкодисперсных примесей на ограничивающие поверхности, поскольку прогнозирование процессов массопереноса в подобных системах открывает широкие возможности не только для повышения эффективности эксплуатации фильтровального оборудования, но и для расчетов конструкций различных элементов в проектируемых объектах.

На основе анализа научных работ в этом направлении для исследования были определены две самостоятельные задачи, взаимосвязанные общей проблемой движения высокомолекулярных частиц:

1) определение положения границы стока с учетом фактического распределения поперечной составляющей пульсационной скорости потока и пространственной структуры турбулентности;

2) оценка внутреннего масштаба турбулентности пограничного слоя и его влияния на массопернос через пористую перегородку.

Методы исследования и материалы. Процесс образования осадка является нестационарным. Массоперенос через мембрану во многом зависит от распределения концентрации примесей в основном потоке жидкости, пограничном слое и пермеате. Концентрационное

поле зависит от гидродинамической обстановки в потоке жидкости, которая сложилась к заданному моменту времени или пространства (например длине мембранного трубчатого модуля). Следовательно, для решения задачи массопереноса необходимо найти распределение скоростей и определить величину динамического пограничного слоя.

В настоящее время основным подходом для расчета мембранного процесса разделения, учитывающим образование осадка, является создание *математических моделей, основанных на уравнениях материального баланса и сохранения энергии движущихся потоков* [2–4]. Данным направлением активно занимались такие ученые, как Хванг (S.-T. Hvang) и Каммермейер (K. Kammermejer) [3], Ю. И. Дытнерский [2] и др.

Математическая модель включает: уравнение материального баланса исходного раствора и пермеата, зависимости коэффициентов вязкости μ(*T,C*) и диффузии *D*(*T,*C) от температуры и состава смеси; уравнения регрессии проницаемости *g*(*S*) и селективности φ(*S*) мембран в зависимости от толщины слоя осадка, полученные путем математической обработки экспериментальных данных; уравнения состояния исходной смеси и пермеата; граничные и начальные условия [2].

При этом процесс ультрафильтрации рассматривается как нестационарный, изменения всех переменных учитывается через толщину осадка [2]

$$\sigma = \frac{d\delta}{dt}, \tag{1}$$

где σ – скорость образования осадка, м/с; δ – толщина пограничного слоя, м.

В результате математических преобразований данная математическая модель позволяет определить значения поперечной составляющей скорости движения потока в напорном канале V_0 и скорости образования осадка σ:

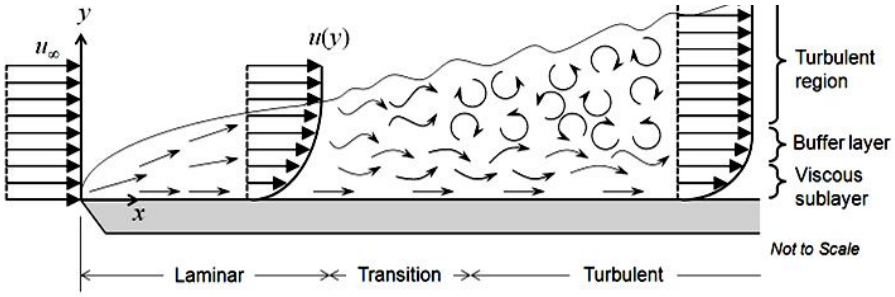
$$V_0 - \frac{j}{C_\text{s}} = \frac{\left[u_{1\text{a}} C_\text{a}\left(R - S_\text{a}\right) - u_{1\text{e}} C_\text{e}\left(R - S_\text{e}\right)\right]}{l C_\text{s}}, \tag{2}$$

$$\sigma = V_0 - \frac{j}{C_\text{s}} - \frac{V_2 C_2}{C_\text{s}} - \frac{\overline{w}_1 S}{l}, \tag{3}$$

где u – скорость потока раствора, м/с; V – скорость пермеата, м/с; R – расстояние до ядра потока от пограничного слоя; S – толщина слоя осадка (буферного слоя); C – концентрация примесей, кг/м^3; j – диффузионный поток у поверхности раздела фаз, кг·(м$^{-2}$·с$^{-1}$); l – длина элементарного участка напорного канала, м; $\overline{w}$ – средняя скорость потока в дренажном канале, м/с; индексами обозначены: 0 – осадок у поверхности мембраны; 1 – ядро потока; 2 – пермеат; а и е – к параметрам во входном и выходном сечениях канала рассматриваемого участка соответственно.

В выражении (2) и (3) не учитывается турбулентный режим течения разделяемого раствора в трубчатом канале мембранного элемента (рисунок) и его влияние как на профиль продольной и поперечной скоростей, так и на процесс образования осадка. Представляется целесообразным применить новые подходы к процессу образования пограничного слоя на поверхности мембран, которые могли бы существенно изменить ситуацию в этой области.

На поверхности пластины, начиная от передней кромки, формируется пограничный слой – область течения, в которой происходит основное изменение скорости жидкости. На передней части пластины течение в пограничном слое ламинарное. Профиль скорости в этой области легко рассчитать. Но, начиная с некоторого расстояния от передней кромки, малые хаотические возмущения в потоке усиливаются, в результате чего поток теряет устойчивость, и режим течения меняется с ламинарного на переходный, а затем и на турбулентный.



Обтекание пластины потоком жидкости

С ростом числа Рейнольдса характерный размер вихревых структур в потоке уменьшается, а временной масштаб пульсаций скорости и давления становится столь коротким, что численное решение уравнений Навье–Стокса для большинства практических задач почти невозможно.

Большой вклад в исследование данной проблемы внесли русские ученые Е. П. Медников и А. В. Семенюк, которые разработали теорию турбулентно-миграционного перемещения дисперсной фазы в пограничном слое турбулентного потока [5, 6].

В частности, данная теория рассматривает совместное действие механизмов турбулентной диффузии, и миграции по всему сечению канала, первый является определяющим в ядре потока, второй – вблизи стенки. Следовательно, процесс миграции частиц, обусловленный сдвиговым полем поперечной пульсации скорости, является посредником в процессе переноса дискретной фазы из ядра потока на ограничивающие поверхности и будет зависеть от локального масштаба турбулентности (пульсаций) λ.

В данной работе проведено исследование и усовершенствована математическая модель массопереноса через пористую перегородку, учитывающая влияние турбулентной диффузии в пограничном слое.

Заключение. Приведенный в работе анализ гидродинамических особенностей течения ядра потока в трубчатом мембранном канале позволяет выдвинуть предположение, что при формировании математической модели диффузионных процессов в пограничном слое существенную роль играет механизм турбулентного переноса. Масштаб турбулентных пульсаций становится сопоставим с масштабом величины вязкого подслоя на поверхности пористой перегородки. Теория турбулентного перемещения частиц в пограничном слое позволяет усовершенствовать математическую модель для процессов массопереноса через мембрану, что имеет важное теоретическое и практическое значение.

Литература

1. Комиссаров Ю. А., Гордеев Л. С., Вент Д. П. Процессы и аппреты химической технологии: учеб. пособие для вузов. М.: Химия, 2011. – 1230 с.

2. Дытнерский Ю. И. Баромембранные процессы. М.: Химия, 1986. – 272 с.

3. Хванг С.-Т., Каммермейер К. Мембранные процессы разделения. М.: Химия, 1981. – 464 с.

4. Федосов С. В., Осадчий Ю. П., Маркелов А. В. Потери давления вдоль канала трубчатой мембраны в процессе ультрафильтрации жидких сред // ТОХТ. 2020. № 1.

5. Медников Е. П. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. М.: Наука, 1981. – 176 с.

6. Семенюк А. В. Осаждение мелкодисперсных частиц на входных кромках лопаточных аппаратов турбомашин // Вестн. МЭИ. М., 2003. № 4. С. 29–33.

УДК 66.021.3:66.018.8:66.022.34

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ДИФФУЗИОННЫЙ МАССОПЕРЕНОС В ПРОЦЕССАХ ВЫЩЕЛАЧИВАНИЯ ГИДРОФОБИЗИРОВАННЫХ БЕТОНОВ

С. В. Федосов[1], В. Е. Румянцева[2], В. С. Коновалова[2], А. В. Осыко[2]

[1]Национальный исследовательский Московский государственный строительный университет, г. Москва, Россия
[2]Ивановской государственный политехнический университет, г. Иваново, Россия

Теория тепломассопереноса позволяет с помощью дифференциальных уравнений массопроводности [1] описывать диффузионный массоперенос в системе бетон–жидкая среда и моделировать процессы выщелачивания с учетом фазовых и химических превращений, происходящих в цементном бетоне при жидкостной коррозии [2].

Растворимость минералов цементного камня в воде обуславливает возможность жидкостной коррозии цементного камня в бетонах и растворах за счет растворения и выноса соединений, определяющих прочность кристаллизационных контактов в цементном камне. Так как наиболее растворимый компонент цементного камня на основе портландцемента – гидроксид кальция, то процесс коррозии определяется обычно как процесс растворения извести. При действии воды на цементный камень растворяется и уносится водой гидроксид кальция, что сопровождается разрушением его структуры и уменьшением плотности и прочности [3].

Гидроксид кальция хорошо растворяется в дистиллированной воде при температуре 20 °С. При увеличении температуры, из-за разрушения стабилизирующих сольватных оболочек молекул гидроксида кальция, его растворимость падает [4].

Изначально, бетон гидрофилен, т. е. притягивает воду. Проникновение воды является главной причиной всех коррозионных процессов в цементном камне. Уменьшив количество воды, способной проникать в бетон, можно значительно увеличить долговечность бетона.

Гидрофобным бетоном называется бетон, на поверхности которого вода отталкивается вследствие гидрофобной обработки. Объемная гидрофобизация заключается во введении гидрофобизирующих добавок на стадии замешивания бетона. Такие добавки обычно состоят из жирных кислот, растительных масел, животных жиров, полимеров, восковых эмульсий, углеводородов, олеатов и стеаратов щелочных и щелочно-земельных металлов [5, 6]. Так как при добавлении гидрофобизирующих добавок снижается влагопоглощение, то количество поступающей внутрь бетона жидкой агрессивной среды уменьшается, благодаря чему понижается степень коррозионного разрушения его структурных составляющих. К гидрофобизации прибегают при строительстве гидротехнических сооружений, мостов, фундаментов зданий, элементов конструкций, которые частично или полностью контактируют с водой. Коррозионная стойкость цементного камня с гидрофобизирующими добавками требует проведения дополнительных исследований для определения закономерностей массопереноса.

Исследования коррозионной стойкости проводились на образцах-кубах с гранью 3 см, изготовленных из портландцемента марки ПЦ 500-Д0 с водоцементным отношением В/Ц = = 0,3. Марка цемента по водонепроницаемости W4, W6, W8 регулировалась гидрофобизирующей добавкой – стеаратом кальция. Стеарат кальция вводился на стадии производства испытуемых образцов для обеспечения объемной гидрофобизации. Было установлено, что марке бетона W4 соответствует концентрация гидрофобизатора в количестве 0,3% по массе бетона, марке бетона W6 – 0,5%, марке бетона W8 – 0,7% [7, 8].

Образцы погружались в водную среду объемом 1000 см^3, откуда с периодичностью 14 сут отбирались пробы для титрования, объемом 100 см^3. На момент погружения возраст

образцов достиг 28 сут. В качестве реакционной среды при изучении процессов коррозии первого вида цементного бетона использовалась дистиллированная вода.

Для отслеживания зависимости коррозии бетонов от температуры образцы выдерживались в водной среде при температурах 6 и 20 °С. Температура 6 °С соответствует средней температуре воды водоемов в холодный период года, температура 20 °С – средней температуре воды водоемов в теплый период года.

Контроль содержания катионов кальция в водной среде при температуре 6 и 20 °С проводился методом объемного титрования, результаты которого представлены на рис. 1–4.

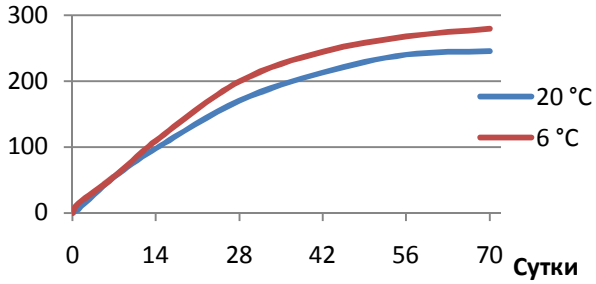


Рис. 1. Кинетические кривые изменения концентрации катионов кальция в воде при коррозии образца без добавок

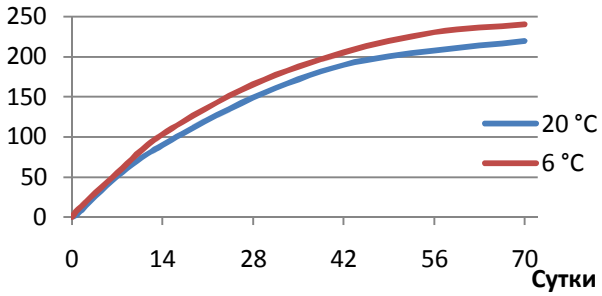


Рис. 2. Кинетические кривые изменения концентрации катионов кальция в воде при коррозии образца марки по водонепроницаемости W4

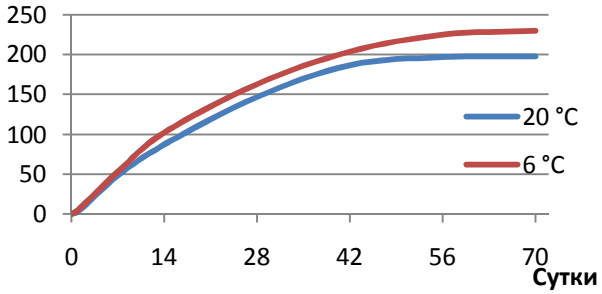


Рис. 3. Кинетические кривые изменения концентрации катионов кальция в воде при коррозии образца марки по водонепроницаемости W6

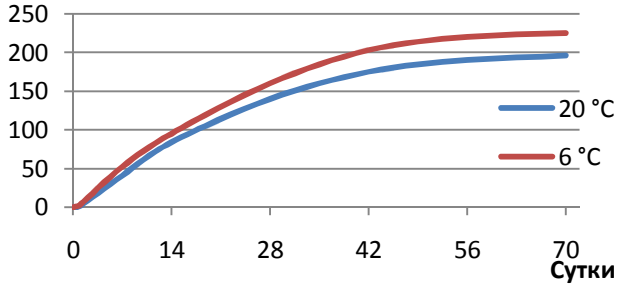


Рис. 4. Кинетические кривые изменения концентрации катионов кальция в воде при коррозии образца марки по водонепроницаемости W8

Из рисунков следует, что вымывание кальция из бетонных образцов без добавки происходит легче, чем из образцов с гидрофобизирующей добавкой. Это связано с тем, что гидрофобизатор препятствует проникновению воды вглубь бетона и взаимодействию с легкорастворимым «свободным гидроксидом кальция». Следовательно, снижается скорость развития коррозии первого вида.

Очевидно, что при температуре 6 °С концентрация катионов кальция в жидкой фазе выше, чем при 20 °С. Это обусловлено тем, что при понижении температуры растворимость гидроксида кальция повышается, что усиливает развитие коррозии первого вида и ускоряет разрушение бетона.

Данные, полученные в результате эксперимента, дают возможность определения значения концентрации для переносимого компонента «свободного гидроксида кальция» по всей толщине конструкции из бетона в произвольный момент времени. Анализируя кинетику процесса, можно определить изменение плотности потока массы вещества из бетона в жидкую среду, а также, совместно с данными о динамике процесса, рассчитать характеристики массопереноса, такие как коэффициент массопроводности и массоотдачи.

Литература

1. Лыков А. В., Михайлов Ю. А. Теория тепло- и массопереноса. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. – 535 с.

2. Федосов С. В. Тепломассоперенос в технологических процессах строительной индустрии. Иваново: ИПК «ПресСто», 2010. – 363 с.

3. Баженов Ю. М., Комар А. Г. Технология бетонных и железобетонных изделий. М.: Высш. шк., 1984. – 672 с.

4. Физико-химические основы формирования структуры цементного камня / Под ред. Л. Г. Шпынова. Львов: Выща шк., 1981. –158 с.

5. Рамачандран В. С., Фельдман Р. Ф., Коллепарди М. и др. Добавки в бетон. М.: Стройиздат, 1988. – 575 с.

6. Kudryavtsev P. G., Figovskii O.L. Organic water-soluble-silicates for protective coatings // Russian journal of building construction and architecture. 2017. No. 3 (35). P. 17–31.

7. Федосов С. В., Румянцева В. Е., Красильников И. В., Коновалова В. С., Караваев И. В. Определение ресурса безопасной эксплуатации конструкций из бетона, содержащего гидрофобизирующие добавки // Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. 2017. № 6 (372). С. 268–276.

8. Федосов С. В., Румянцева В. Е., Красильников И. В., Коновалова В. С., Евсяков А. С. Кольматация пор цементных бетонов при гидрофобизации // Фундаментальные, поисковые и прикладные исследования Российской академии архитектуры и строительных наук по научному обеспечению развития архитектуры, градостроительства и строительной отрасли Российской Федерации в 2018 г.: сб. науч. тр. РААСН. Т. 2. М.: Изд-во АСВ, 2019. С. 563–572.

УДК 691.32:620.193

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ЖИДКОСТНОЙ БИОКОРРОЗИИ БЕТОНА

С. В. Федосов[1], В. Е. Румянцева[2], С. А. Логинова[2]

[1]Национальный исследовательский Московский государственный строительный университет, г. Москва, Россия
[2]Ивановский государственный политехнический университет, г. Иваново, Россия

Проблема защиты подводных бетонных сооружений от биообрастания не теряет своей актуальности в силу значительного экономического ущерба от последствий коррозионного разрушения [1]. В общем случае под биокоррозией понимается нарушение функциональных свойств материалов и конструкций объектами живой природы [2]. Микробиологической коррозии подвержены практически все строительные материалы. Существующие на настоящий момент методы борьбы с биообрастанием гидротехнических сооружений требуют совершенствования.

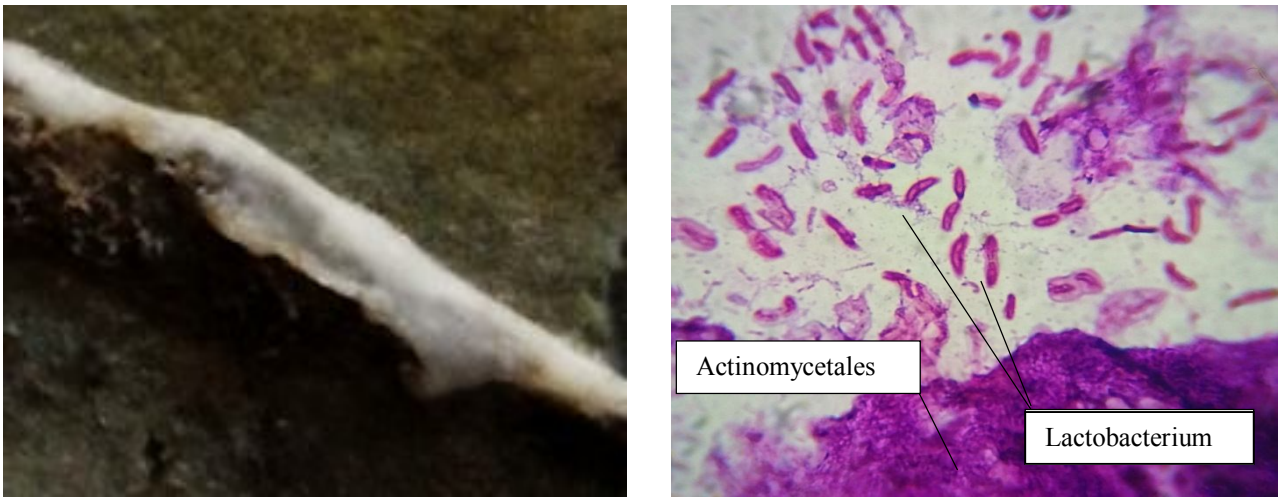
Разработка математической модели должна осуществляться на основе точных представлений о физико-химических процессах, протекающих при биокоррозии бетона в водной среде.

С началом массообменных процессов бетона и жидкой окружающей среды, концентрация растворенного $Ca(OH)_2$ в порах бетона начинает уменьшается, вызывая тем самым растворение свободных кристаллов гидроксида кальция. Уменьшение содержания гидроксида кальция в результате «вымывания» его из бетона приводит к разложению основных составляющих цементного клинкера, таких как гипс, трехкальциевый алюминат, алит, белит, ксонотлит и т. д. В случае биологической коррозии протекание жидкостной коррозии усложняется дополнительным воздействием микроорганизмов-деструкторов.

Для гидродинамических сооружений характерно преобладание ровных вертикальных поверхностей, что обусловливает достаточно равномерное распределение сообществ обрастания. Динамика оседания микроорганизмов, находящихся в жидкой среде, обусловливается возникновением благоприятных условий для их роста и развития. Согласно ряду исследований [3, 4] в благоприятной среде локальное прикрепление микроорганизмов к субстрату наблюдается уже спустя 2-3 недели.

В лабораторных условиях был проведен эксперимент по установлению возможности использования цементных бетонов в качестве субстрата для бактериальных клеток и грибов. В ходе экспериментальных исследований было установлено, что оседание и прикрепление микроорганизмов к субстрату приводит к формированию заметной биопленки на 28-е сутки эксперимента (рис. 1, *а*). Далее отмечалось интенсивное увеличение биомассы при сохранении благоприятных условий. Толщина биоплёнки зависит от гидравлической нагрузки, концентрации питательных веществ, а также широкого спектра факторов внешней среды [5]. Доказано, что отсутствие органических субстратов не ограничивает рост и развитие большинства видов микроорганизмов.

Установлено, что накопление продуктов метаболизма начинается с момента прикрепления микроорганизмов к субстрату, увеличиваясь с ростом биомассы. В качестве продуктов метаболизма микроорганизмов выступают комплексы органических кислот (щавелевой, лимонной и т. д.), которые, проникая в поры бетона, разрушают его. Для уточнения таксонометрического состава биопленок был проведён отбор проб с поверхности образцов цементного камня (рис. 1, *б*).



а *б*

Рис. 1. Образец цементного камня: *а* – биопленка на бетонной поверхности; *б* – окраска по Граму

Методом комплексонометрического объемного анализа проводился контроль содержания катионов кальция в растворах, в которых находились экспериментальные образцы. В результате экспериментальных исследований было установлено, что равновесная концентрация катионов кальция достигается после 70 сут пребывания образцов в агрессивной среде. Наряду с этим было зафиксировано увеличение значений концентрации катионов Ca^{2+} в жидкой среде в образцах, подверженных биологическому воздействию, по сравнению с контрольными образцами. Численные значения концентраций гидроксида кальция в жидкой среде в различных временных точках характеризуют кинетику процесса массопереноса и являются одной из основ для дальнейшего математического моделирования процесса коррозии [6].

Наибольшему накоплению биомассы подвергаются вертикальные поверхности в областях с малыми величинами давления жидкости, т. е. в местах срыва потока [7]. Исходя из этого, в рассматриваемой системе бетон–жидкость накопление биомассы будет происходить на поверхности раздела фаз, т. е. на правой границе.

Математическая модель массопереноса может быть представлена в виде дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial C_1(x,\tau)}{\partial \tau} = k_1 \frac{\partial^2 C_1(x,\tau)}{\partial x^2},\ \tau > 0,\ -\delta_1 \le x \le 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial C_2(x,\tau)}{\partial \tau} = k_2 \frac{\partial^2 C_2(x,\tau)}{\partial x^2},\ \tau > 0,\ 0 \le x \le \delta_2. \tag{2}$$

Здесь $C_1(x, \tau)$ – концентрация «свободного» гидроксида кальция в перерасчете на CaO в бетоне в момент времени τ в произвольной точке с координатой x, (кг CaO/кг бетона); $C_2(x, \tau)$ – концентрация «свободного» гидроксида кальция в перерасчете на CaO в биопленке в момент времени τ в произвольной точке с координатой x, (кг CaO/кг биомассы); $k_{1,2}$ – коэффициенты массопроводности, м^2/с; δ_1 – толщина бетонной конструкции, м; δ_2 – толщина биопленки, м.

Начальные условия:

$$C_1(x,\tau)\big|_{\tau=0} = C_1(x,0) = C_{1,0}, \tag{3}$$

$$C_2(x,\tau)\big|_{\tau=0} = C_2(x,0) = C_{2,0}. \tag{4}$$

Граничные условия. На левой границе:

$$\left.\frac{\partial C_1(x,\tau)}{\partial x}\right|_{x=\delta_1} = 0. \tag{5}$$

В месте контакта бетона и биопленки:

$$C_1(x,\tau)\big|_{x=0} = m\, C_2(x,\tau)\big|_{x=0}, \tag{6}$$

$$-\rho_{бет} k_1 \left.\frac{\partial C_1(x,\tau)}{\partial x}\right|_{x=0} = -\rho_{биом} k_2 \left.\frac{\partial C_2(x,\tau)}{\partial x}\right|_{x=0}. \tag{7}$$

На правой границе:

$$-k_2 \left.\frac{\partial C_2(x,\tau)}{\partial x}\right|_{x=\frac{\delta_2}{\delta_1}} = q_н(\tau). \tag{8}$$

Здесь $C_{1,0}$ – начальная концентрация «свободного» CaO, кг CaO/кг бетона; $C_{2,0}$ – начальная концентрация «свободного» CaO, кг CaO/кг биомассы; m – константа равновесия Генри (кг биопленки/кг бетона); $\rho_{бет}$, $\rho_{биом}$ – плотности бетона и биомассы, кг/м^3; $q_н(\tau)$ – плотность потока массы, уходящей от биопленки в поток жидкости.

Решение системы (1)–(8) проводилось методом интегральных преобразований Лапласа [8]. В результате были получены уравнения, описывающие динамику полей концентраций переносимого компонента.

На рис. 2 представлены результаты апробации предложенной математической модели, подтверждающие адекватность принятых положений.

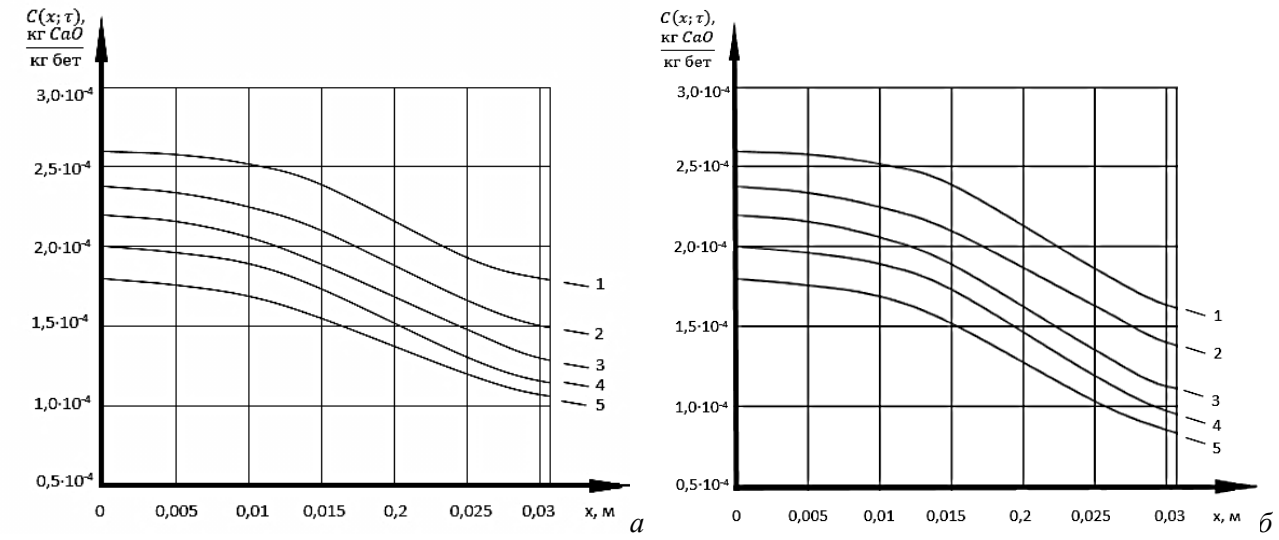


Рис. 2. Профили концентраций «свободного» гидроксида кальция по толщине бетона и биопленки для моментов времени: 1 – на 14 сут, 2 – 28, 3 – 42, 4 – 56, 5 – 70; *а* – при бактериальной коррозии; *б* – при грибковой коррозии

Предложенная математическая модель позволяет определять значение концентраций переносимого компонента по толщине как бетонной конструкции, так и в самой биопленке, в любой момент времени, а также дают возможность расчета концентрации «свободного» гидроксида кальция в жидкой фазе, расчета кинетики процесса по твердой, жидкой фазам и в биопленке, что в конечном итоге позволяет с минимальной погрешностью прогнозировать долговечность и надежность бетонных конструкций.

Литература

1. Ферронская А. В. Долговечность конструкций из бетона и железобетона. М.: АСВ, 2006. – 336 с.
2. Василенко М. И., Гончарова Е. Н. Биоценозы поврежденных поверхностей зданий и сооружений. Изд-во LAP Lambert Academic Publishing, 2014. – 112 с.
3. Кузнецова И. М., Няникова Г. Г., Дурчева В. Н. Изучение воздействия микроорганизмов на бетон // Биоповреждения в промышленности: тез. докл. конф. Пенза, 1994. С. 8–10.
4. Гальченко В. Ф. Метанотрофные бактерии. М.: Издательство «ГЕОС», 2001. – 500 с.
5. Wei S., Sanchez M., Trejo D., Gillis C. Microbial mediated deterioration of reinforced concrete structures // Intern. Biodeterioration and Biodegradation. 2010. Vol. 64(8). P. 748–754.
6. Румянцева В. Е., Логинова С. А. Математическое моделирование коррозионных процессов бетона и железобетона // Вопросы современной науки и практики. Университет им. В. И. Вернадского. Тамбов: ИВГПУ, 2015. № 1(55). С. 235–244.
7. Розенталь Н. К. Защита бетона от внутренней коррозии // Столичное качество строительства. 2008. № 2. С. 56–59.
8. Федосов С. В., Румянцева В. Е., Красильников И. В., Логинова С. А. Исследование влияния процессов массопереноса на надежность и долговечность железобетонных конструкций, эксплуатируемых в жидких агрессивных средах // Строительные материалы. 2017. № 12. С. 52–57.

УДК 621.45

ИННОВАЦИОННЫЕ СХЕМЫ ПЛЕНОЧНОГО (ЗАВЕСНОГО) ОХЛАЖДЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

А. А. Халатов

Институт технической теплофизики НАН Украины, г. Киев

Основным методом повышения КПД энергетических установок различного назначения является повышение температуры рабочего потока. Поскольку длительная работоспособность лучших жаропрочных материалов ограничивается температурой 1000–1100 °С, то для надежной работы элементов тепловых машин газовых используется воздушное охлаждение. Среди известных в настоящее время методов наиболее широкое распространение получило пленочное (завесное) охлаждение с подачей охладителя на защищаемую поверхность.

При высокой температуре рабочей среды потребный расход охладителя возрастает настолько, что положительный эффект охлаждения «нивелируется» термодинамическими и газодинамическими потерями, поэтому важным научно-техническим направлением является поиск инновационных схем пленочного охлаждения, обладающих высокой теплофизической эффективностью, пониженным расходом охладителя и приемлемой по сложности технологией изготовления.

Подача охладителя в углубления различной формы является одним из актуальных направлений развития пленочного охлаждения, такие исследования активно развиваются в США, Китае и Украине. В Институте технической теплофизики за последние 10 лет с использованием компьютерного и физического моделирования получены основополагающие научные результаты по эффективности пленочного охлаждения с подачей охладителя в

поперечную траншею прямоугольной формы, в однорядные углубления цилиндрической, сферической и треугольной формы. В работе изучено влияние скорости потока, параметра вдува, неизотермичности потока, кривизны и вращения поверхности на эффективность пленочного охлаждения. Рассмотрены физическая структура потока, условия «подавления» парного вихря за участком подачи охладителя, неравномерность охлаждения, получены основные зависимости для расчета. Показано, что поперечная траншея и треугольная форма отверстий обеспечивают наиболее высокое увеличение эффективности, которое достигает 100–150% по сравнению с традиционной схемой подачи охладителя через однорядную схему наклонных отверстий. Важным с практической точки зрения свойством таких схем является рост средней эффективности с увеличением параметра вдува и постепенное снижение поперечной неравномерности охлаждения. Вращение охлаждаемой поверхности незначительно влияет на среднюю эффективность охлаждения, но более заметно на локальные свойства газовой завесы. Приведены практические примеры использования техники поверхностных углублений при пленочном охлаждении лопаток газовых турбин.

УДК 66.047

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ СУШКИ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. Н. Хмелев, А. В. Шалунов, В. А. Нестеров, С. А. Терентьев, П. П. Тертишников, А. С. Боченков

Бийский технологический институт (филиал) ФГБОУ ВО «Алтайский государственный технический университет им. И. И. Ползунова» (АлтГТУ), г. Бийск, Россия

Процесс сушки – достаточно продолжительная и затратная стадия производства различных материалов. По данным Министерства энергетики США (в Российской Федерации подобная статистика не ведется) до 12% всех вырабатываемых в стране энергоресурсов расходуется на реализацию процессов сушки в различных отраслях промышленного производства. И, согласно приводимым прогнозам, затраты энергетических ресурсов на сушку будут только возрастать. Кроме того, современные тенденции развития таких ключевых отраслей промышленности как фармацевтическая, пищевая, химическая, текстильная предъявляет к процессу сушки ряд специфических требований, связанных с необходимостью проведения процесса без повышения температуры высушиваемого материала с целью сохранения первоначальных свойств (химический состав, цвет, вкус, запах, летучие биологически активные компоненты) термолабильных и легкоокисляемых продуктов.

В настоящее время для сушки широко используется конвективный способ [1], который характеризуется хорошо известными недостатками, связанными с высокими энергозатратами, большой продолжительностью процесса, возможностью термического повреждения высушиваемых материалов и т. д. [2].

Одним из перспективных способов повышения эффективности процесса сушки и его реализации при пониженных температурах является воздействие акустическими колебаниями. Акустическое воздействие обеспечивает интенсификацию испарения влаги на границе газ–жидкость и ускорения миграции влаги из внутренних слоёв вещества на поверхность. Однако, ввиду опасности для человека уровней звукового давления (135 дБ и более в звуковом диапазоне частот) необходимых для реализации процесса сушки и отсутствия эффектив-

ных акустических излучателей, этот вид сушки не получил широкого промышленного распространения. В этой связи целесообразным является проведение исследований процесса сушки в безопасном для человека ультразвуковом диапазоне частот (более 20 кГц) [3].

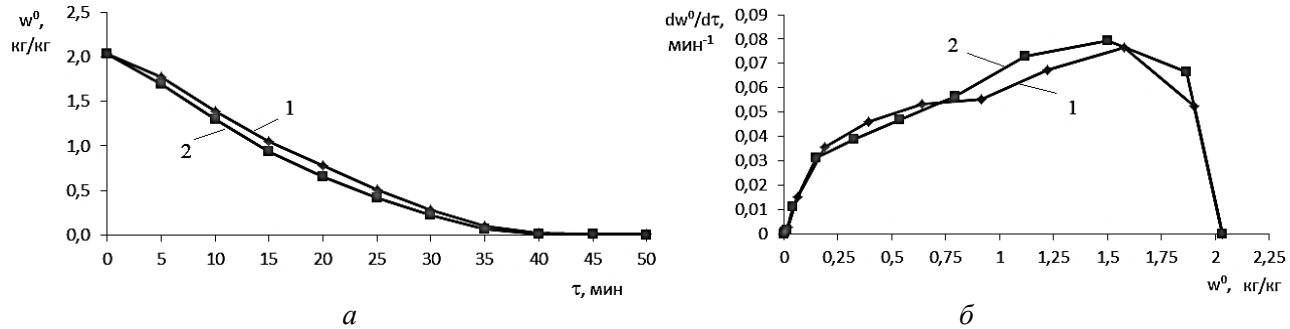
Колебания в ультразвуковом диапазоне частот с уровнем звукового давления более 135 дБ могут быть созданы разработанными авторами твердотельными излучателями, выполненными в виде титановых изгибно-колеблющихся дисков (диаметром до 420 мм) с пьезоэлектрическим возбуждением [4]. И поскольку в научной литературе практически отсутствуют экспериментальные данные по эффективности и оптимальных режимах акустической сушки материалов в ультразвуковом диапазоне частот, то возникает необходимость проведения таких исследований.

В качестве объектов сушки были выбраны текстильные материалы (хлопковая ткань плотностью 150 г/м^2) и овощные культуры (морковь и картофель). Выбор был обусловлен тем, что в текстильной и сельскохозяйственной промышленности процесс сушки представляет собой наиболее продолжительную и затратную стадию.

Для сушки текстильных материалов был разработан экспериментальный стенд на основе сушильной машины фирмы LG, модель DLE5577W с горизонтальной загрузкой. Машина предназначена для конвективной сушки одежды в домашних условиях. Размеры сушильного барабана составляют: диаметр 700 мм, глубина 650 мм. Для создания внутри барабана ультразвукового поля был использован дисковый акустический излучатель диаметром 320 мм, создающий колебания на частоте 20 кГц [5]. Излучатель был установлен в тыльную сторону (противоположную загрузочной дверце) сушильного барабана. Измерения акустического поля показали, что установленный излучатель обеспечивает в объеме сушильного барабана уровень звукового не менее 140 дБ, а на акустической оси излучателя – не менее 152 дБ. Согласно имеющимся литературным источникам такой уровень звукового давления достаточен для интенсификации процесса сушки [6].

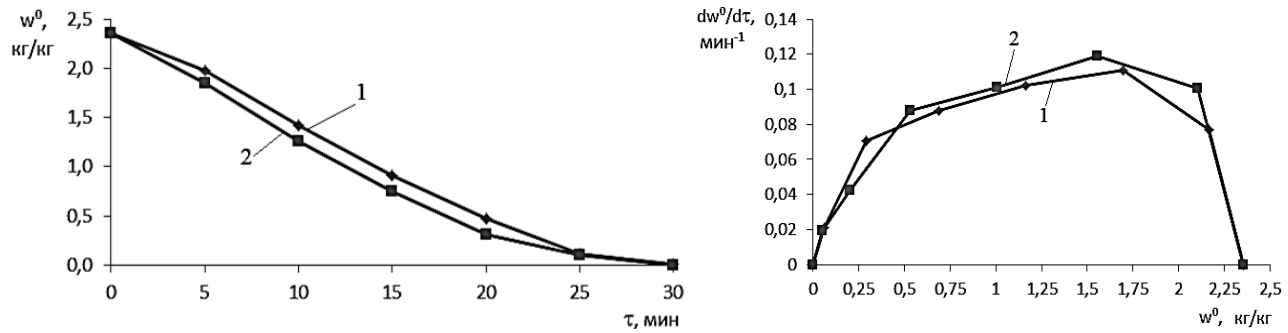
Эксперименты по сушке ткани проводились при температурах сушильного агента 40, 60 и 70 °С. Для каждого случая было проведено 2 типа экспериментов: 1) подача нагретого сушильного агента без УЗ воздействия; 2) подача нагретого сушильного агента с УЗ воздействием. Мощность, потребляемая нагревателем из электрической сети, составляла: при температуре 40 °С – 3,4 кВт; при 60 °С – 5,2 кВт; 70 °С – 6,0 кВт. Электрическая мощность, потребляемая ультразвуковым излучателем, равнялась 250 Вт во всех экспериментах. Масса сухой ткани равнялась 1,0 кг.

На рис. 1 показана кинетика сушки ткани при температуре 40 °С. Из представленных зависимостей следует, что на начальном этапе процесса ультразвуковое воздействие обеспечивает увеличение скорости сушки на 21%/мин при влагосодержании 1,8. При влагосодержании 0,75 скорость сушки с УЗ становится меньше, чем без УЗ. Это показывает целесообразность применения УЗ на начальном этапе, когда есть свободная влага в материале. Кинетика сушки ткани при 60 °С представлена на рис. 2.



а *б*

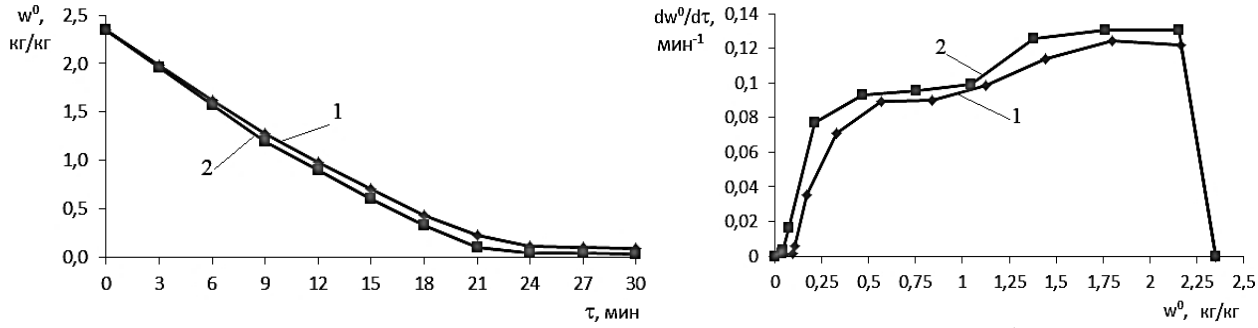
Рис. 1. Кинетика сушки ткани при t = 40 °С: *а*) – кривые сушки; *б* – кривые скорости сушки; 1 – сушка без УЗ; 2 – сушка с УЗ



а *б*

Рис. 2. Кинетика сушки ткани при t = 60 °С: *а* – кривые сушки; *б* – кривые скорости сушки; 1 – сушка без УЗ; 2 – сушка с УЗ

В целом кривые сушки (рис. 2) имеют характер подобный сушке при температуре 40 °С. Скорость сушки с УЗ на начальном этапе больше на 25%/мин, чем без УЗ при влагосодержании 2,1. Превышение скорости с УЗ по сравнению с сушкой без УЗ наблюдается до влагосодержания 0,45, т. е. наблюдается более длительный этап превышения скорости сушки с УЗ над скоростью сушки без УЗ по сравнению с сушкой при температуре 40 °С. Кинетика сушки ткани при 70 °С представлена на рис. 3.



а *б*

Рис. 3. Кинетика сушки ткани при t = 70 °С: *а* – кривые сушки; *б* – кривые скорости сушки; 1 – сушка без УЗ; 2 – сушка с УЗ

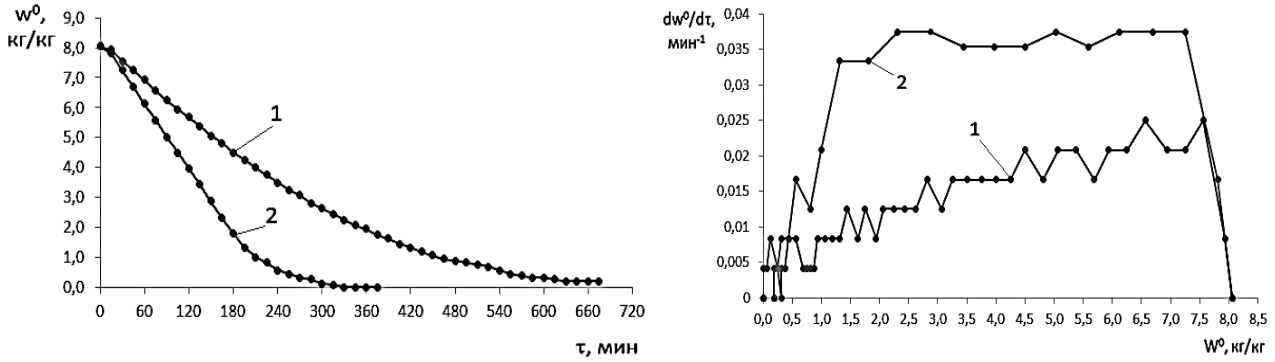
При температуре 70 °С наблюдается более высокая (по сравнению с конвективной) скорость сушки с УЗ в течение всего времени опыта (рис. 3, *б*). Однако максимальное превышение скорости сушки составляет всего 13%/мин. Анализ графиков при трех различных температурах показывает эффективность сушки х/б ткани на начальных этапах с применением УЗ, на завершающих этапах сушки эффективность УЗ не очевидна или отсутствует. Наибольшая эффективность по скорости сушки от применения УЗ воздействия наблюдается при температуре сушильного агента 60 °С. Поэтому можно сделать вывод о том, что оптимальной температурой для УЗ сушки ткани является температура 60 °С.

Экспериментальный стенд для сушки овощных культур был построен на основе бытовой сушилки овощей Rix-RXD125. Диаметр сушильной камеры 330 мм; высота – 320 мм. Конвекция сушильного агента – естественная. Мощность нагревателя 350 Вт. В качестве УЗ излучателя использовался диск диаметром 110 мм, установленный в верхней крышке сушильной камеры. Мощность, потребляемая УЗ излучателем, равнялась 100 Вт, рабочая частота – 20 кГц.

Особенность проводимых экспериментов заключалась в осуществлении процесса в резонансном режиме. Для этого овощи размещались на трех горизонтально расположенных противнях, установленных по вертикали на резонансном расстоянии (2 длины волны) от излучателя и друг от друга. В результате создавались условия для реализации режима стоячей

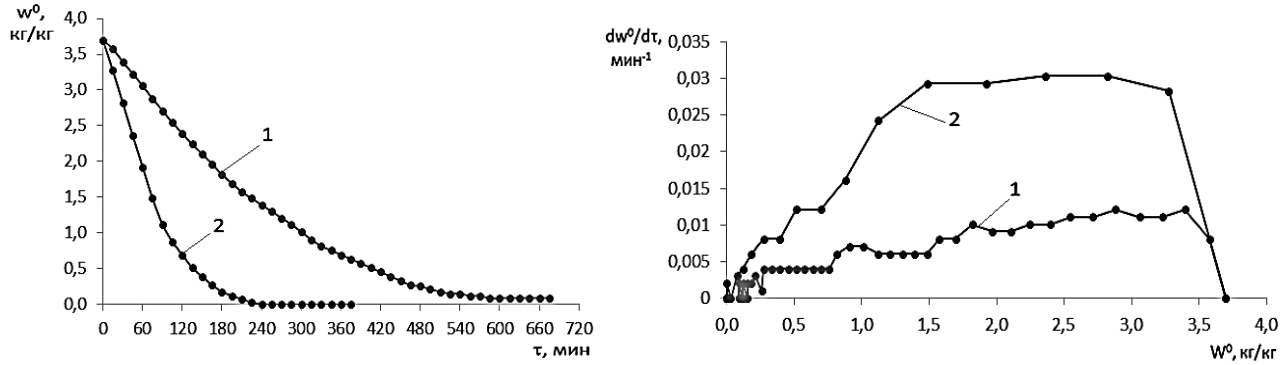
волны и, следовательно, более эффективное взаимодействие УЗ колебаний с высушиваемым материалом.

Морковь и картофель нарезались дисками толщиной 5 мм. Начальная масса овощей в каждом эксперименте равнялась 1 кг. Полученные зависимости представлены на рис. 4 для моркови, на рис. 5 – для картофеля. Из представленных зависимостей следует, что ультразвуковое воздействие в резонансном режиме обеспечивает сокращение времени сушки моркови на 300 мин (на 47%). Как следует из рис. 4, *б* УЗ воздействие обеспечивает увеличение скорости сушки в 3 раза. При этом, в отличие от конвективного воздействия, скорость сушки остается практически неизменной до значений влагосодержания 1,4 кг/кг. После этого, скорость сушки с УЗ воздействием резко снижается до значений, приблизительно равных конвективной сушке.



а *б*

Рис. 4. Кинетика сушки моркови: *а* – кривые сушки; *б* – кривые скорости сушки; 1 – сушка без УЗ; 2 – сушка с УЗ



а *б*

Рис. 5. Кинетика сушки картофеля: *а* – кривые сушки; *б* – кривые скорости сушки; 1 – сушка без УЗ; 2 – сушка с УЗ

По кривым сушки картофеля видно, что, благодаря ультразвуковому воздействию высокой интенсивности во время сушки, удалось сократить время сушки на 300 мин. Таким образом, при сушке картофеля с помощью ультразвукового воздействия высокой интенсивности удалось добиться аналогичной массы при сушке без ультразвукового воздействия на 45% быстрее. При сушке картофеля с помощью УЗ колебаний скорость сушки была в 3,7 раза выше, чем при сушке без УЗ воздействия.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности акустического способа сушки в ультразвуковых полях. Также целесообразно создание специальных условий сушки (сушка в резонансных режимах), обеспечивающих практически двукратное ускорение процесса, недостижимое другими способам УЗ воздействия.

Литература

1. Дытнерский Ю. И. Процессы и аппараты химической технологии: учебник для вузов. Изд. 3-е. В 2-х кн. Массообменные процессы и аппараты. М.: Химия, 2002. Ч. 2. – 400 с.
2. Сажин Б. С., Кошелева М. К., Сажина М. Б. Процессы сушки и промывки текстильных материалов. М.: МГУДТ, 2013. – 301 с.
3. Khmelev V. N., Savin I. I., Abramenko D. S., Tsyganok S. N., Barsukov R. V., Lebedev A. N. Research the acoustic cloth drying process in mock-up of drum-type washing machine // Intern. Workshops and Tutorials on Electron Devices and Materials EDM'2006: Workshop Proceedings. Novosibirsk: NSTU, 2006. P. 223–228.
4. Khmelev V. N., Shalunov A. V., Nesterov V. A., Dorovskikh R. S., Golykh R. N. Ultrasonic radiators for the action on gaseous media at high temperatures // 16th Intern. Conf. of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices EDM 2015. Novosibirsk, NSTU, 2015. P. 224–228.
5. Khmelev V. N., Shalunov A. V., Golykh R. N., Dorovskikh R. S., Nesterov V. A., Khmelev S. S., Shalunova K. V. Efficiency increase of wet gas cleaning from dispersed admixtures by the application of ultrasonic fields // Archives of Acoustics. 2016. Vol. 41, No. 4. P. 757–771.
6. Хмелев В. Н., Сливин А. Н., Барсуков Р. В., Цыганок С. Н., Шалунов А. В. Применение ультразвука высокой интенсивности в промышленности // Алт. гос. техн. ун-т, БТИ. Бийск: Изд-во Алт. Гос. техн. ун-та, 2010.

УДК 697.355

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПРЕРЫВИСТОГО РЕЖИМА ОТОПЛЕНИЯ ПОМЕЩЕНИЙ

О. С. Цаканян, С. В. Кошель

Институт проблем машиностроения им. А. Н Подгорного НАН Украины, г. Харьков

Стремление к минимальному расходу тепловой энергии при отоплении помещений связано с тщательным исследованием тепловых процессов в помещениях, контролем и управлением расходом тепловой энергии во время отопительного сезона. В современных отопительных системах помимо источника тепловой энергии и отопительных приборов присутствуют элементы контроля и управления, запорная арматура и другие составляющие. Чем выше уровень управления (например, регулирование тепловой мощности на каждом отопительном приборе), тем большая стоимость системы.

Если непрерывный режим отопления для жилых помещений является традиционным (нормой), то для офисных и производственных помещений существует вариант с применением прерывистого режима, когда во время отсутствия людей отопление или выключается, или работает в некотором минимальном режиме. Такие переменные режимы отопления должны способствовать экономии тепловой энергии [1–3], но как оно происходит на самом деле и до какого уровня следует усложнять систему отопления?

Для выработки правильного плана суточной эксплуатации системы отопления с позиции экономного расхода тепловой энергии исследовались нестационарные процессы нагрева и остывания на трехмерной модели помещения (рис. 1). При этом решались нестационарные сопряженные задачи теплообмена, описываемые уравнениями Навье–Стокса для процессов,

происходящих внутри помещения, граничными условиями третьего рода – на поверхности наружного ограждения и условиями изоляции на поверхностях внутренних ограждающих конструкций. Исследовалось помещение с конвекторами различной мощности при нескольких режимах прерывистого отопления.

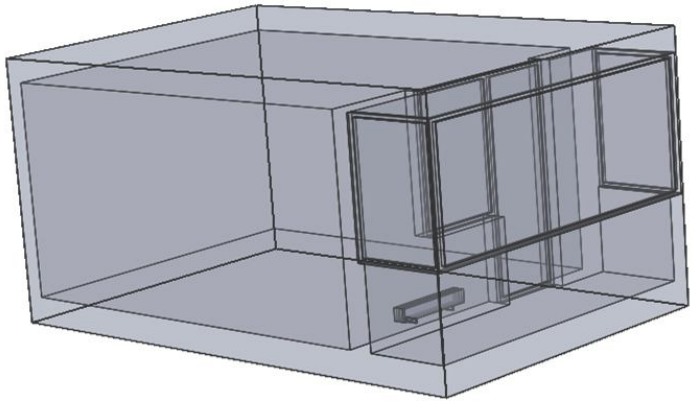


Рис. 1. Модель помещения

Были проведены следующие исследования:

1. Определение динамики нагрева помещения из холодного состояния конвекторами различной тепловой мощности. Получены тепловые и временные характеристики помещения с различными теплофизическими характеристиками ограждений.

2. Моделирование температурных режимов помещения при прерывистом отоплении путём изменения тепловой мощности конвектора согласно суточного временного графика эксплуатации помещения.

3. Моделирование температурных режимов при прерывистом отоплении путём изменения тепловой мощности конвектора с помощью двухпозиционного регулирования по средней температуре воздуха в помещении.

4. Изучение влияния исходного теплового состояния помещения на его режимные характеристики (температура воздуха и ограждающих конструкций, время нагрева и остывания).

5. Определение температурных режимов помещения для различных интервалов изменения температуры с помощью двухпозиционного регулирования тепловой мощностью конвектора.

Из всех исследуемых режимов прерывистого отопления только один режим имеет те же минимальные затраты тепловой энергии, что и при постоянном отоплении. Для этого режима посуточного прерывистого отопления время удержания нормативной температуры воздуха в помещении должно составлять 8,1 ч, а отклонение текущей температуры воздуха от нормативной – не более 1 °С. Мощность конвектора при этом должна превышать тепловые потери не менее чем в 3,7 раза. Нельзя допускать, чтобы температура в помещении снижалась более чем на 3 °С относительно нормативной, поскольку переохлаждение ограждающих конструкций приведет к значительным затратам тепловой энергии на восстановление исходного теплового состояния.

Уменьшение интервала температур двухпозиционного регулирования увеличивает средние температуры удержания воздуха и ограждений помещения, при этом также увеличивается количество расходуемой энергии и тепловые потери.

При нагреве помещения из холодного состояния наблюдается закономерность, связанная с уменьшением расхода энергии и времени нагрева по мере увеличения мощности конвектора. Эта закономерность работает при нагреве воздуха в помещении из газобетона относительно исходного состояния на температуру выше 10 °С. При перегреве помещения на эту температуру расход тепловой энергии постоянен и не зависит от мощности конвектора. С уменьшением температуры нагрева воздуха описанная закономерность нарушается и появ-

ляется обратная тенденция: с увеличением тепловой мощности конвектора растёт расход энергии, а время нагрева уменьшается (рис. 2 и 3).

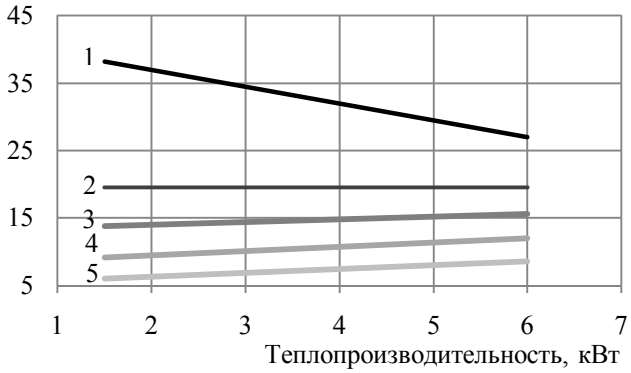


Рис. 2. Зависимость расхода энергии на нагрев воздуха в помещении из газобетона от теплопроизводительности конвектора для различных значений температур воздуха: 1 – 15 °С, 2 – 10, 3 – 7,5, 4 – 5, 5 – 3

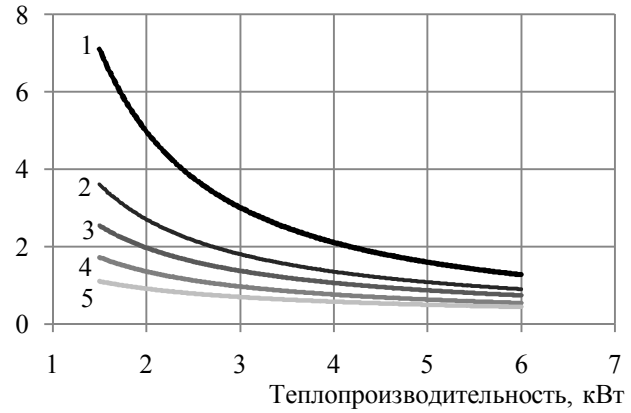


Рис. 3. Зависимость времени нагрева воздуха в помещении из газобетона от теплопроизводительности конвектора для различных значений температур воздуха: 1 – 15 °С, 2 – 10, 3 – 7,5, 4 – 5, 5 – 3

Минимальный расход энергии на отопление помещений наблюдается в установившемся тепловом состоянии, которое характеризуется равенством тепловой мощности, генерируемой конвектором, и рассеиваемой ограждениями помещения в окружающую среду при неизменных погодных условиях и нормативной температуре воздуха в помещении. При нагреве помещения из холодного состояния происходит изменение аккумулированной ограждениями тепловой энергии.

Использование прерывистого отопления в целях экономии энергии при удержании нормативной температуры в помещении не дает выигрыша по сравнению с постоянным непрерывным отоплением для помещений, имеющих одинаковые теплофизические характеристики ограждений. Экономия энергии появится только при снижении температуры относительно нормативной для обоих видов отопления.

Полученные результаты опровергают гипотезу об экономии тепловой энергии при использовании прерывистого отопления. Привлечение дополнительных материальных затрат на реализацию прерывистого отопления нецелесообразно.

Литература

1. Табунщиков Ю. А., Бродач М. М. Экспериментальные исследования оптимального управления расходом энергии // АВОК. 2006. № 1. С. 32–39.

2. Шкловер А. М. Теплопередача при периодических тепловых воздействиях. М.–Л.: Госэнергоиздат, 1961. – 160 с.

3. Захаревич А. Е. Экономия тепловой энергии при прерывистом отоплении // Сантехника. Кондиционирование. Вентиляция. 2014. № 1. С. 64–67.

УДК 662.613.114

ПОВЕДЕНИЕ ЗОЛЫ МУНИЦИПАЛЬНЫХ ОТХОДОВ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЕРЕРАБОТКЕ

М. В. Цветков[1], Д. Н. Подлесный[1], Е. А. Салганский[1], Ю. Ю. Цветкова[1], А. Ю. Зайченко[1], М. В. Салганская[1,2]

[1]Институт проблем химической физики РАН, Московкая обл., г. Черноголовка, Россия
[2]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

В России ежегодно образуется более 60 млн.т твердых бытовых отходов (ТБО) и более 100 млн.т осадка сточных вод (ОСВ) с влажностью 98%, что составляет 2–3 млн.т на сухое вещество. В настоящее время в России переработкой муниципальных отходов занимаются мало, в основном они занимают огромные площади земли, что негативно сказывается на окружающей среде. Муниципальные отходы можно рассматривать как возобновляемое топливо из-за большого количества органических веществ с достаточно высокой теплотворной способностью.

Одним из перспективных методов термической переработки ТБО и ОСВ является газификация в режиме фильтрационного горения, которая предполагает твердое золоудаление. Независимо от способа термической переработки отходов существует проблема механического удаления золы. В коммунальных отходах содержится значительное количество Na_2O и K_2O (4–8%), которые снижают температуру плавления золы, ограничивая максимальную рабочую температуру газификации. Щелочные металлы, связанные с серой и хлором, приводят к серьезным эксплуатационным проблемам: шлакованию и коррозии оборудования.

Целью работы является изучение температур плавления золы отходов, а также выяснение минеральных преобразований компонентов золы в условиях термической переработки.

Модельный состав ТБО состоял из: бумаги и картона (40%), пищевых отходов (22%), пластмассы (10%), стекла (7%), алюминиевых банок (5%), железной проволоки (3%), древесины (7%), текстиля (3%), кожи и резины (3%). Такой состав ТБО является типичным для городов РФ. Осадок сточных вод был предоставлен очистными сооружениями г. Черноголовка Московской области. Полученный состав золы аналогичен составу золы осадка сточных вод с получаемого на других очистных сооружениях.

Образцы золы ОСВ и ТБО готовили в соответствии с ГОСТ Р 55661-2013. Химический состав золы ОСВ в пересчете на оксиды: SiO_2 – 27.13%, Al_2O_3 – 4.99%, Fe_2O_3 – 13.11%, CaO – 29.47%, MgO – 2.67%, Na_2O – 1.75%, K_2O – 3.29%, P_2O_5 – 14.06%, SO_3 – 3.53%. Химический состав золы ТБО в пересчете на оксиды: SiO_2 – 24.21%, Al_2O_3 – 12.09%, Fe_2O_3 – 3.01%, CaO – 42.41%, MgO – 2.32%, Na_2O – 3.25%, K_2O – 1.5%, P_2O_5 – 2.53%, CO_2 – 4.59%, остальные (SO_3, TiO_2 и др.) – 4.09%.

Основно-кислотное соотношение оксидов для золы ТБО равно 1.32, а для золы ОСВ – 1.83, что позволяет отнести их к золе средней степени шлакуемости (R_S = 0.6–2.0).

Определение температур плавления золы отходов проводили по ГОСТ Р 54238-2010. Для ОСВ экспериментально измеренные температура деформации составила 1190 °C (DT); температура образования сферы – 1220 °C (ST); температура образования полусферы – 1240 °C (HT). При температуре 1270 °C наблюдали полное плавление образца (FT) и растекание его на керамической подложке. При повышении температуры с 800 до 1200 °C поверхность золы становится гладкой и изменяется ее цвет со светло-коричневого до темно-коричевого, что объясняется высокой концентрацией оксидов железа. Кроме того, выше 900 °C наблюдается уменьшение образца в 3–4 раза с сохранением исходной формы, связанное с плавлением легкоплавких компонентов.

Для ТБО экспериментально измеренные температура деформации составила 1210 °C (DT); температура образования сферы – 1290 °C (ST); температура образования полусферы – 1320 °C (HT). При температуре 1360 °C наблюдали полное плавление образца (FT) и растекание его на фарфоровой подложке.

Термодинамические расчеты проводили с помощью программы TERRA, которая основана на минимизации общей энергии Гиббса исследуемой системы. Она может использоваться для прогнозирования многофазных равновесий, соотношений жидкой и твердой фаз, а также фазовые переходы при различных температурах для гетерогенных систем.

Рассматривали систему, состоящую из оксидов, входящих в состав зольного остатка ТБО и ОСВ. Расчеты проводили при температурах 600–1500 °C с интервалом 20 °C в окислительной атмосфере при давлении 0.1 МПа. Результаты расчетов представлены на рис. 1 и 2.

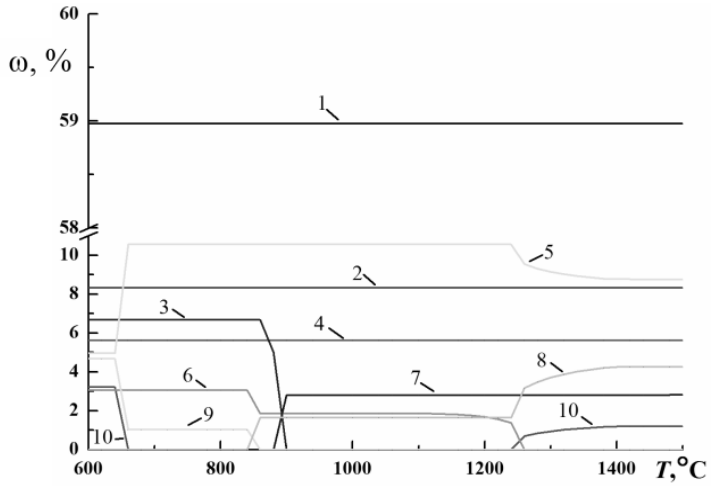


Рис. 1 Расчетные зависимости содержания основных стабильных конденсированных фаз от температуры в модельной золе ТБО, ω – массовая доля, T – температура. 1 – $Ca_3Si_2O_7$ (ранкинит), 2 – $MgAl_2O_4$ (шпинель), 3 – $CaCO_3$ (кальцит), 4 – $Ca_3(PO_4)_2$ (витлокит), 5 – $NaAlO_2$, 6 – Fe_2O_3 (гематит), 7 – CaO, 8 – $NaFeO_2$, 9 – Na_2CO_3, 10 – Al_2O_3 (корунд)

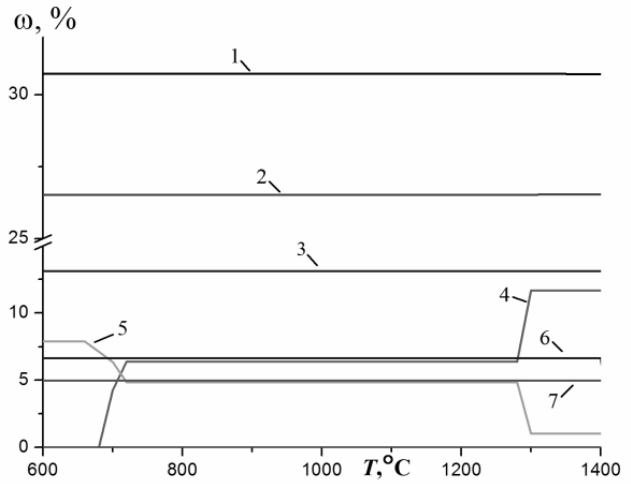


Рис. 2. Расчетные зависимости содержания основных стабильных конденсированных фаз от температуры в золе осадка сточных вод, ω – массовая доля, T – температура. 1 – $Ca_3(PO_4)_2$, 2 – $CaSiO_3$, 3 – Fe_2O_3, 4 – $K_2Si_4O_9$, 5 – SiO_2, 6 – $MgSiO_3$, 7 – Al_2O_3

Согласно расчетам, для модельной золы ТБО основным минералом во всем рассматриваемом температурном диапазоне является ранкинит ($Ca_3Si_2O_7$) с содержанием ~59%. Остальных соединений в золе образуется значительно меньше, содержание каждого из них составляет <11%. При повышении температуры выше 640 °C снижается количество Na_2CO_3 и

Al_2O_3, становится более устойчивым алюминат натрия ($NaAlO_2$). При температуре ~850 °C происходит сплавление оставшегося карбоната натрия с оксидом железа с образованием феррита натрия. При увеличении температуры свыше 900 °C карбонат кальция разлагается до оксида кальция и углекислого газа. Выше ~1250 °C натрий из алюмината натрия частично и постепенно переходит в феррит натрия. Существование фазы оксида железа и алюминия подтверждается данными рентгенофазового анализа и ИК-спектроскопией Фурье.

На рис. 2 показаны основные конденсированные фазы образца золы ОСВ. Во всем диапазоне температур наблюдали большое количество фосфата кальция ($Ca_3(PO_4)_2$) и силиката кальция ($CaSiO_3$), значительное количество оксида железа, небольшое количество силиката магния, оксида алюминия, диоксида кремния. При повышении температуры выше 660 °C диоксид кремния частично переходит в тетрасиликат калия (кривые 4 и 5), а при температуре более 1280 °C – практически полностью.

Широко известно, что присутствие калия снижает температуру плавления золы из-за образования силикатов калия. Присутствие фосфора и железа в золе также увеличивает шлакуемость золы из-за образования эвтектик оксида железа с SiO_2 и Al_2O_3 с низкой температурой плавления (~900 °C) и образования фосфатов кальция, магния и алюминия.

Существование фазы фосфата кальция и магния, силиката кальция, а также оксида железа подтверждается данными рентгенофазового анализа и ИК-спектроскопией Фурье.

В реальных системах концентрации образующихся веществ могут отличаться от концентраций, рассчитанных в условиях термодинамического равновесия, из-за неоднородности состава отдельных частиц золы и относительно медленно протекающих химических реакций.

Согласно основным показателям шлакования (основно-кислотное соотношение, индекс вязкости шлака, коэффициент обрастания), зола ТБО и ОСВ склонна к шлакованию и обрастанию на стенках реактора. Характеристики золы ТБО и ОСВ будут полезны при эксплуатации энергетических установок по сжиганию отходов.

Для снижения или предотвращения шлакования золы необходимо поддерживать максимальную рабочую температуру ниже температуры деформации (DT), например, путем добавления эндотермических реагентов (H_2O и/или CO_2) в газ-окислитель. Кроме того, повысить температуру плавления золы можно совместным сжиганием отходов с углём, имеющим более тугоплавкую золу.

Измерения химического состава, РФА и ИК-спектроскопия золы ТБО и ОСВ выполнены в АЦКП ИПХФ РАН.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-08-00244 и Государственного задания № 0089-2019-0018.

УДК 621.18

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ КОНДЕНСАЦИОННЫХ КОТЛОВ С РАДИАЦИОННЫМИ ГОРЕЛОЧНЫМИ УСТРОЙСТВАМИ

К. А. Цой, А. С. Мазной, Е. Ф. Кихайогло, К. А. Штым

Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, Россия

Повышение эффективности процессов теплопередачи в топочных устройства и конвективных теплообменниках является одной из перспективных задач современного котлостроения [1, 2]. Как показали экспериментальные исследования [3, 4], применение радиационных

горелочных устройств с пористыми матрицами из NiAl интерметаллидов являются одним из путей повышения технических и экологических характеристик котлов.

Традиционно расчет и подбор теплообменных устройств котлов выполняется согласно эмпирическим зависимостям, полученным опытным путем. Данные зависимости учитывают такие факторы, как высота расположения горелочных устройств, степень загрязнения топочных экранов, компоновка поверхностей нагрева [5]. Однако главным критерием эмпирических расчётов остается излучательная способность смеси газов – продуктов сгорания топлива. И применение данных расчётов в случае котлов с радиационными горелками не корректно, так как источником излучения в них, кроме газов, является твердое тепло.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Топливо – СУГ (пропан/бутан 50/50%). Горелочное устройство с предварительным смесеобразованием. Режим горения – внутренний, под пористой оболочкой. Поверхности нагрева – гофрированные трубки, заполненные циркулирующей водой с температурой 30 ^{o}C на входе.

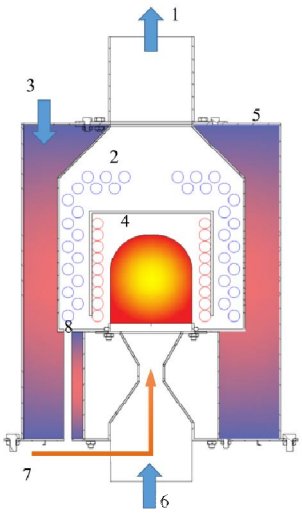


Рис. 1. Схема экспериментального котельного агрегата: 1 – выхлоп продуктов сгорания, 2 – конвективная часть, 3 – ввод воды, 4 – топочная часть с горелочным устройством с пористой оболочкой, 5 – водяная рубашка, 6 – ввод воздуха, 7 – ввод СУГ, 8 – отвод конденсата

Топочная камера состоит из поверхностей нагрева из гофрированных трубопроводов диаметром 14/18 мм. Далее следуют конвективные поверхности нагрева, также располагающиеся в шахматном порядке. Ввод воды осуществляется в водяную рубашку и в конвективный блок, далее потоки воды объединяются и заходят в поверхности нагрева топочной камеры. Температура воды измеряется на входе в установку, при переходе из топочной камеры в конвективную часть, а также на выходе из установки. Также определяется температура воздуха на входе, температура продуктов сгорания на выходе из топочной камеры и на выходе из установки, и расход конденсата. Схема топочной камеры приведена на рис. 2.

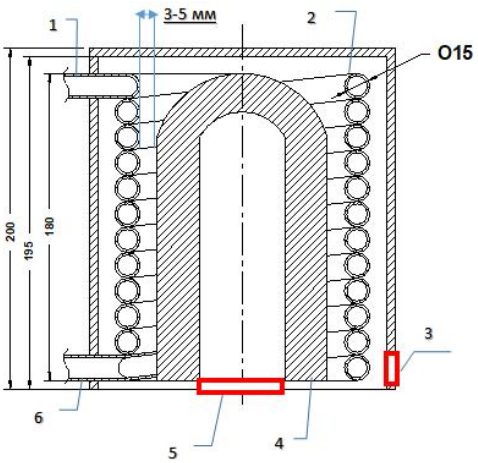


Рис.2. Схема топочной части: 1 – выход воды, 2 – гофрированная труба, 3 – выход продуктов сгорания, 4 – пористая оболочка, 5 – ввод газовоздушной смеси, 6 – вывод воды

Теплопотери с поверхности определяются накладными термометрами.

Такое расположение измерительных приборов позволяет составить полную картину распределения тепловых потоков в данном прототипе котла.

Экспериментальные режимы мощности от 5 до 15 кВт, что соответствует удельной мощности горелочного устройства от 118 до 350 кВт/кв.м при неизменном коэффициенте избытка воздуха 1.4, воды на входе с температурой 30 °С. Результаты эксперимента приведены на рис. 3–6.

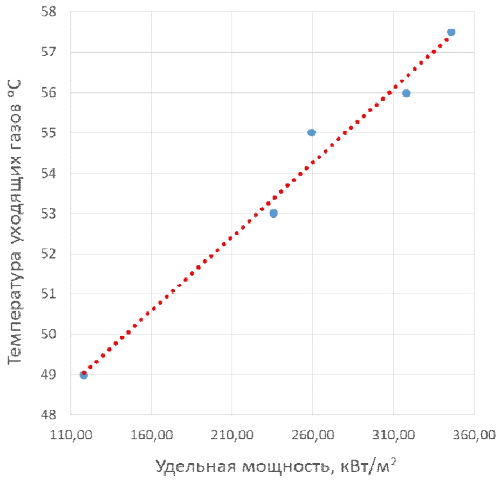


Рис. 3. Зависимость температуры уходящих газов от удельной мощности

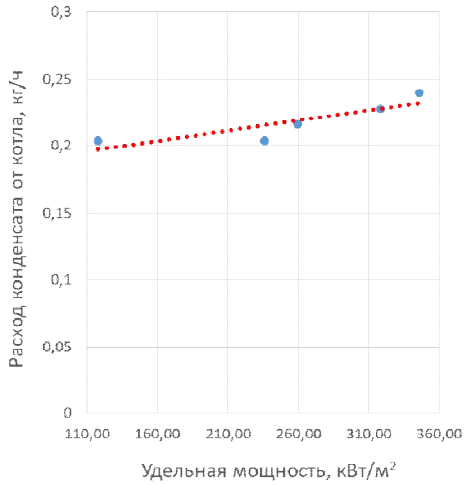


Рис.4. Зависимость расхода конденсата от удельной мощности

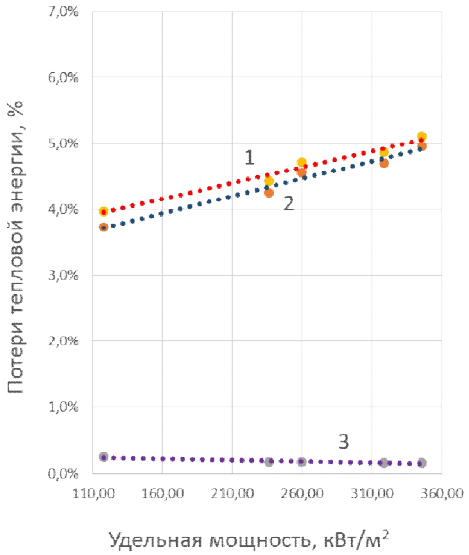


Рис. 5. Зависимость тепловых потерь от удельной мощности: 1 – суммарные потери, 2 – потери с уходящими газами, 3 – потери через наружные поверхности котельного агрегата

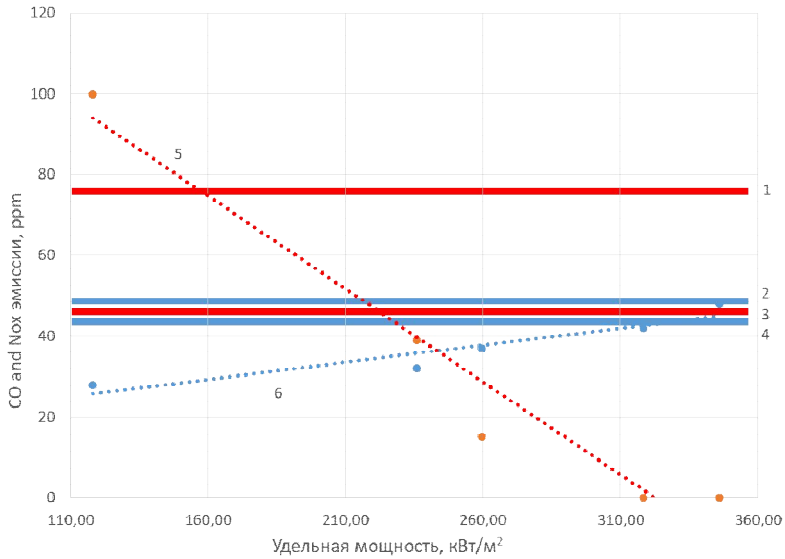


Рис. 6. Зависимость эмиссий CO и NO_x от удельной мощности (пересчитаны на сухие газы при 3% концентрации кислорода): 1 – нормируемые эмиссии CO согласно стандартам Евросоюза, 2 – нормируемые эмиссии NO_x согласно стандартам Евросоюза, 3 – нормируемые эмиссии CO согласно стандартам США, 4 – нормируемые эмиссии NO_x согласно стандартам США, 5 – экспериментально полученные данные эмиссии CO, 6 – экспериментально полученные данные эмиссии NO_x

Экспериментально получены технические характеристики прототипа котла, при этом были вычислены потери тепловой энергии, и суммарный КПД по высшей теплоте сгорания составил 94–95%. Также были определены экологические характеристики работы прототипа,

которые в ряде режимов удельной мощности 250–300 кВт/м^2 соответствуют всем действующим экологическим стандартам Евросоюза и ряда штатов США.

Также были определено распределение тепловосприятий по поверхностям нагрева, и, независимо от мощности, распределение тепловосприятий соответствует: 65% – в топочной части, 33% – в конвективной, и 2% – в водяной рубашке охлаждения.

Вывод по полученным результатам прототипа котла:

1. Показана высокая техническая (КПД по высшей теплоте сгорания 95–96%) и экологическая эффективность (CO < 100, NO_x < 50 ppm).

2. Высокие тепловые напряжения:

– поверхностное по поверхностям нагрева 345 кВт/ м^2 (примерно в 2 раза выше, чем у современных аналогов с камерным сжиганием газа);

– объемное по топочному объему 17 МВт/м^2 (примерно в 8 раза выше, чем у современных аналогов с камерным сжиганием газа);

3. Высокое тепловосприятие в топочном объеме по радиационному механизму теплопередачи (до 65%, что на 20% выше, чем у современных аналогов с камерным сжиганием газа без предварительного смешения топлива).

Литература

1. Aldushin A. P., Merzhanov A. G. Filtration combustion theory: general concepts and state of research // Distribution of heat waves in heterogeneous environments. Novosibirsk: Nauka, 1988.

2. Kirdyashkin A. I. et al. Energy and spectral characteristics of radiation during filtration combustion of natural gas // Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2010. Vol. 46, № 5. P. 523–527.

3. Kirdyashkin A., Guschin A. N., Maznoy A. S., Minaev S. S., Palesskiy F. S. Combustion-synthesized porous Ni-Al materials for radiative porous burners // Advanced Materials Research. 2014. Vol. 1040. P. 442–447.

4. Fursenko R., Maznoy A., Odintsov E., Kirdyashkin A., Minaev S., Sudarshan K. Temperature and radiative characteristics of cylindrical porous Ni-Al burners // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 98. P. 277–284.

УДК 621.181.01:536.25(0.43.3)

ЗОНАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЛОЖНОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ФАКЕЛЬНОМ СЖИГАНИИ ИРША-БОРОДИНСКОГО УГЛЯ В ТОПКЕ КОТЛА Е-160

О. Г. Шишканов

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Совершенствование тепловой работы топок энергетических котлов требует детальных знаний о характере и особенностях протекающих процессов радиационного и сложного теплообмена. Наиболее привлекательным в этих целях является проведение комплекса экспериментальных и расчетных исследований. В этом случае в ходе натуральных экспериментов выявляются особенности и закономерности протекания топочных процессов, которые затем учитываются при математическом моделировании. В свою очередь, результаты моделирования позволяют разработать рекомендации по совершенствованию конструкции устройства и

режима сжигания, а также проверить ряд технических предложений, параметры которых отличаются от эксплуатационных.

Расчетные и экспериментальные исследования теплообмена проводились в топке котла Е-160-1,4-250 БТ (далее котел Е-160) Железногорской ТЭЦ-3. Этот котлоагрегат с естественной циркуляцией и твердым шлакоудалением предназначен для получения пара высокого давления при сжигании бурых углей Канско-Ачинского бассейна. Введен в эксплуатацию во второй половине 2012 г. и рассчитан на следующие параметры:

- номинальная производительность по пару – 160 т/ч;
- температура пара – 250 °С;
- давление пара после ГПЗ – 1,4 МПа.

Котельный агрегат Е-160 П-образной компоновки имеет топочную камеру (рис. 1) обычной призматической формы с размерами в плане 6600×7040 мм (по осям труб), которая оборудована восьмью угловыми прямоточными щелевыми горелками, расположенными в два яруса по высоте. Установка горелок осуществлена таким образом, что в центре топки образуется тангенциальный вихрь условным диаметром 900 мм. Номинальная нагрузка котла обеспечивается работой трех пылесистем. Распределение подачи аэросмеси в котел осуществляется нагрузкой мельниц – вентиляторов.

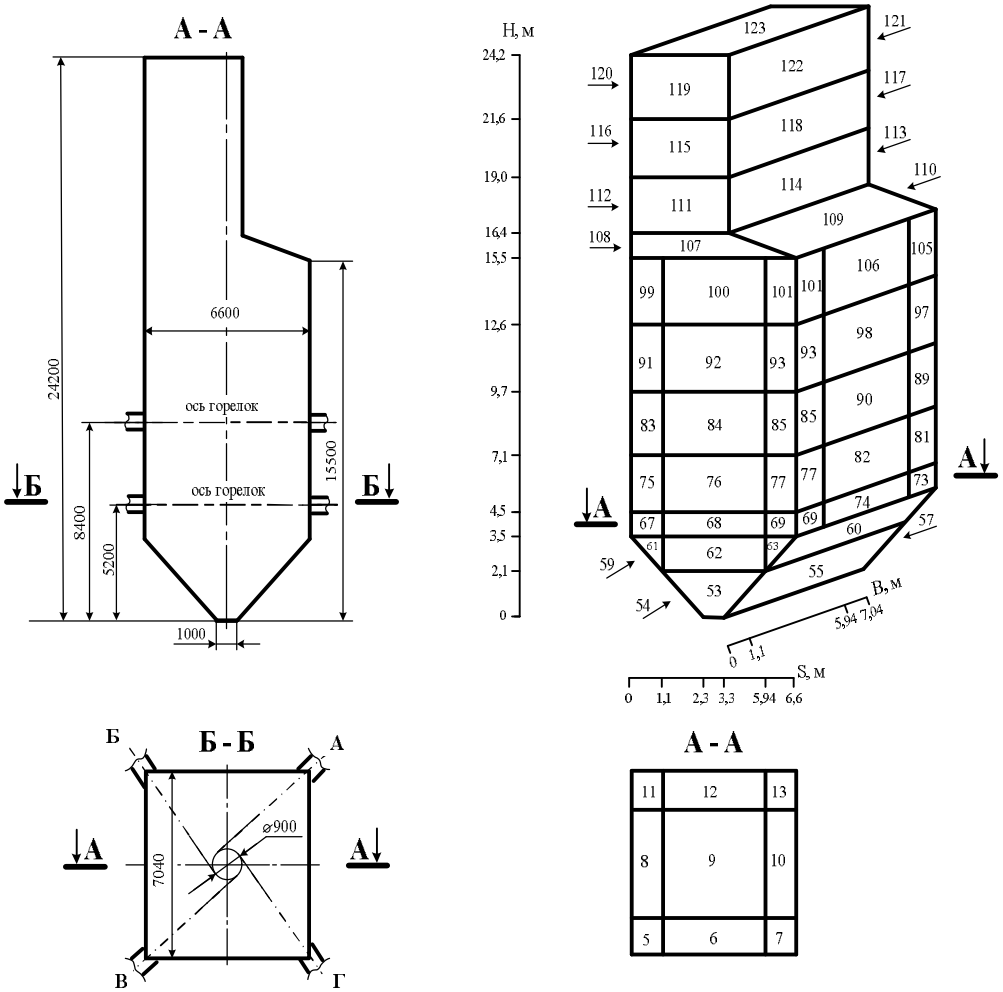


Рис. 1. Конструкция топочной камеры котла Е-160 с обозначением пылесистем (А-Б-В-Г) и схема разбиения ее на расчетные зоны

В ходе экспериментов исследовалось распределение радиационных характеристик теплообмена в топочной камере и других показателей, включая экологические, при изменении

штатных режимов эксплуатации. Подробнее об условиях их проведения и результатах изложено в [1].

Анализ результатов проведенных экспериментальных исследований показал следующее. Максимальные величины падающих радиационных потоков зафиксированы на уровне верхнего яруса горелок и составляют 258–266 кВт/м^2. Такой уровень падающего на стены топочной камеры излучения не приводит к появлению в отложениях золы жидкой фазы при сжигании ирша-бородинского угля, поэтому шлакование экранов в ходе экспериментов не наблюдалось. Тепловая неравномерность в сечениях топки (определялась как разница между максимальным и минимальным показателями плотности падающих радиационных потоков, зарегистрированных в центральных лючках экранов), вызванная соответствующим положением факела в результате отключения одной из четырех пылесистем котла, достигает существенных величин: 64–84 кВт/м^2. При включении четырех пылесистем, температурная неравномерность сокращается до минимальных значений – 11–19 кВт/м^2.

Несмотря на газовую сушку топлива и работу котла на нагрузках ниже номинальной, уровень вредных выбросов, зафиксированный при экспериментах, значительно превышает нормативный. Так, зарегистрированные величины концентрации оксидов азота составляют 522–888 мг/м^3. Отметим, что полученный минимальный уровень NO_x обусловлен наименьшим расходом воздуха для горения ($\alpha = 1{,}2$), относительно других опытов.

Полученные в ходе экспериментальных исследований данные о тепловых неравномерностях в топочной камере котла Е-160 при различном сочетании работающих пылесистем, а также характеристики состава дымовых газов служат основанием для дальнейших исследований, направленных на совершенствование работы топочного оборудования. В качестве последних, наиболее перспективным представляется проведение комплекса расчетов с использованием трехмерной многозонной математической модели [2].

Для зонального моделирования сложного теплообмена объем топочной камеры котла Е-160 разбивался на 11 расчетных ярусов по высоте. Из них: объем холодной воронки – 2 яруса, пространство под зоной активного горения – 1 ярус, зона активного горения – 2 яруса, зона догорания топлива – 3 яруса и пространство, примыкающее к выходному окну топки – 3 яруса. В сечении расчетного яруса выделялось восемь пристенных зон (из них четыре – угловые) и одна центральная зона. Такая разбивка позволяет учесть в расчетах температурную неравномерность, возникающую вследствие отключения индивидуальной пылесистемы прямого вдувания, а вместе с ней и соответствующего блока горелок.

Общее число зон математической модели составило – 123, из них 53 – объемные, остальные поверхностные (рис. 1). Характеристики основного режима эксплуатации при моделировании представлены в табл. 1.

Таблица 1

Данные эксплуатационного режима, принятого при моделировании

Режимные параметры	Значение	Размерность
Паропроизводительность	160	т/ч
Температура рабочей среды в экранах	200	°С
Температура горячего воздуха	356	°С
Коэффициент избытка воздуха на выходе из топки	1.2	
Доля рециркуляции газов	0.12	
Температура газов рециркуляции	158	°С
Доля воздуха от теоретически необходимого на сопла нижнего дутья	0.2	
Расход топлива	7.35	кг/с
Теплота сгорания топлива	3930	ккал/кг

Выгорание топлива в объемных зонах топки задавалось в соответствии с результатами экспериментальных исследований. Значения коэффициентов поглощения топочной средой рассчитывались в соответствии с рекомендациями Нормативного метода (табл. 2).

Таблица 2

Выгорание топлива и коэффициенты поглощения топочной средой в объемных зонах

Параметр	Номера объемных зон модели										
	1	2–4	5–13	14–22	23–31	32–40	41–49	50	51	52	53
Доля выгорания топлива	–	–	–	0,463	0,486	0,023	–	–	–	–	–
Коэффициенты поглощения, $м^{-1}$	0.30	0.27	0.24–0.35	0.21–0.27	0.21–0.26	0.17–0.27	0.19–0.29	0.22	0.23	0.24	0.25

Исследование температурных полей внутри топочного пространства и плотности падающих на экраны радиационных потоков проводилось как при работе топки без отключения, так и при сочетании работающих пылесистем АВГ (отключена пылесистема Б). Последнее приводит к прекращению работы соответствующего блока горелок, в который для охлаждения подают только 10% от общего объема воздуха. Топливо, воздух и газы рециркуляции при отключении направляются в равных долях в работающие блоки горелок.

Результаты моделирования теплообмена представлены на рис. 2 и 3. Как видно из кривых, максимальные температуры газов зафиксированы, помимо центральной зоны, где располагается ядро горения, и в пристенных зонах, примыкающих к отключенному блоку горелок против направления кругового движения дымовых газов. В моделируемом случае с отключением блока горелок Б – это левый боковой экран топки. Минимальные значения зафиксированы – с противоположной стороны в пристенных зонах правого бокового экрана. В случае работы топки без отключения температуры в пристенных зонах экранов практически не отличаются, что характеризует симметричное положение высокотемпературного факела.

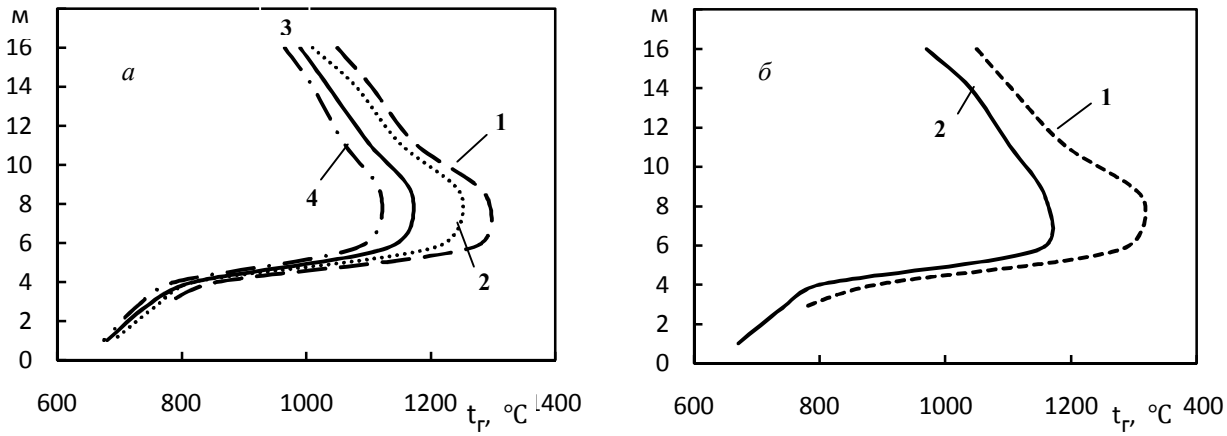


Рис. 2. Расчетное распределение температур газов по высоте при отключении пылесистемы Б *(а)* и при работе всех пылесистем (*б*): 1 –в центральных зонах; 2 – в пристенных зонах левого бокового экрана; 3 – в пристенных зонах тылового экрана; 4 – в пристенных зонах правого бокового экрана

Аналогичная картина наблюдается и при распределении плотности падающих на экраны радиационных потоков (рис. 3). Выявленное отклонение факела при отключении блока горелок негативно влияет на образование как внутритрубных отложений [3], так и способствует росту шлакозоловых отложений с внешней стороны экрана.

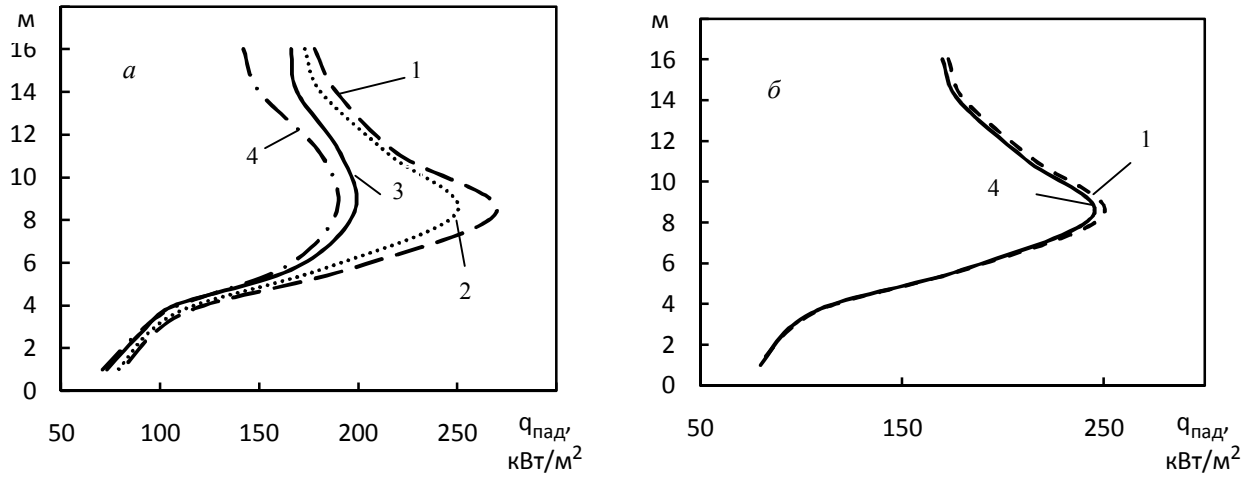


Рис. 3. Распределение плотности падающих радиационных потоков по высоте экранов при отключении пылесистемы Б (*а*) и при работе всех пылесистем (*б*): 1 –левый бок; 2 – фронт; 3 – тыл; 4 – правый бок

Опыт использования результатов модельных исследований сложного теплообмена при тангенциальном сжигании показал, что существует возможность управления структурой факела за счет варьирования эксплуатационными параметрами котла. Реализация такого управления заключается в распределении подаваемых в топку угольной пыли, воздуха, газов рециркуляции между работающими пылесистемами при отключении одной из них, а также за счет изменения угла поворота горелочных блоков.

Литература

1. Шишканов О. Г. Экспериментальное исследование тепловых неравномерностей в тангенциальной топке котла Е-160-1,4-250 БТ Железногорской ТЭЦ [Электронный ресурс] // Материалы IX Всерос. конф. с международным участием «Горение топлива: теория, эксперимент, приложение» URL: http://www.itp.nsc.ru/conferences/gt-2015/materials.html (дата обращения 18.11.2015).

2. Блох А. Г., Журавлев Ю. А., Рыжов Л. Н. Теплообмен излучением: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.

3. Петрова Т. И., Кашинский В. И., Макрушин В. Н. и др. Влияние теплового потока на скорость образования отложений продуктов коррозии железа и меди в котлах // Теплоэнергетика. 2008. С. 2–5.

УДК 536.251:536.13

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОМ СУШКИ БИОМАТЕРИАЛОВ, ОБРАБОТАННЫХ НИТЕВИДНОЙ МИКРОПЛАЗМОЙ

И. А. Шорсткий[1], Е. П. Кошевой[1], В. С. Косачев[1], K. Aganovich[2]

[1]Кубанский государственный технологический университет, г. Краснодар, Россия
[2]Deutsches Institut für Lebensmitteltechnik (DIL), Quackenbruck, Germany

Технологические процессы с применением электрических полей, такие как электропорация, электрогидродинамика и электроосмос, широко применяются в пищевой промышленности. В данной работе изложен процесс обработки низкотемпературной нитевидной микроплазмой при поддержке термоэлектронной эмиссии в качестве метода подготовки биоматериалов к процессу сушки.

С точки зрения термодинамики процесса, возникающий интенсивный массоперенос в предварительно обработанных нитевидной микроплазмой (НМ) материалах вызван формированием большого количества сквозных микроканалов, расположенных на поверхности биоматериала вдоль силовых линий напряженности электрического поля [1].

Предварительная обработка НМ может положительно влиять на динамику массообмена в биоматериалах за счет изменения объемной пористости [2, 3], присутствия высвободившейся жидкой фазы на поверхности материала в начальный момент времени [4], увеличения суммарной диффузии и, как следствие, изменения некоторых термодинамических параметров самого объекта сушки (теплоемкости, теплопроводности и др.). Знания о механизме тепло- и массопереноса процесса сушки для предварительно обработанного электрофизическим полем биоматериала являются необходимым инструментом при построении основ для разработки передовых технологий в пищевой, химической и других областях промышленности.

Основным индексом эффективности электрофизической обработки для биоматериалов является индекс дезинтеграции, который показывает величину анатомически разрушенных растительных клеток в процессе обработки. Таким образом, основной целью данного исследования является внедрение индекса дезинтеграции, как управляющего фактора в систему дифференциальных уравнений тепломассопереноса для предопределения кривых переноса влаги и тепла.

Академиком А. В. Лыковым на базе термодинамики необратимых процессов заложены основы тепломассопереноса и сформулирована система связных дифференциальных уравнений в частных производных двух уравнений для передачи тепла и массы [5]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\varepsilon\lambda c_m D}{c_q}\nabla^2 M + \left(\frac{k_q}{\rho_0 c_q} + \frac{\varepsilon\lambda\delta D}{c_q}\right)\nabla^2 T\,, \tag{1}$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} = D\nabla^2 M + \frac{\delta D}{c_m}\nabla^2 T\,. \tag{2}$$

Для численного решения данная система была переведена в симметричную путем умножения уравнения (1) на $C_q = \rho_0 c_q \delta / c_m$ и уравнения (2) на $C_m = \varepsilon\lambda\rho_0 c_m$. Получили следующую симметричную систему уравнений:

$$C_q \frac{\partial T}{\partial t} = K_{11}\nabla^2 T + K_{12}\nabla^2 M\,, \tag{3}$$

$$C_m \frac{\partial M}{\partial t} = K_{21}\nabla^2 T + K_{22}\nabla^2 M\,, \tag{4}$$

где $K_{11} = (k_q + \varepsilon\lambda k_m)\delta / c_m$; $K_{12} = \varepsilon\lambda k_m \delta / c_m$; $K_{21} = \varepsilon\lambda k_m \delta / c_m$; $K_{12} = \varepsilon\lambda k_m$.

Граничные уловия могут быть заданы из работы Лыкова [5]. Далее формулируются уравнения конечного элемента с использованием метода взвешенных остатков Галеркина [1] в матричной форме:

$$\begin{bmatrix} C_T & 0 \\ 0 & C_M \end{bmatrix}\begin{pmatrix} T \\ M \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} \\ K_{21} & K_{22} \end{bmatrix}\begin{pmatrix} T \\ M \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F_T \\ F_M \end{pmatrix} = 0\,, \tag{5}$$

где коэффициенты C_T, C_M, K_{11}, K_{12}, K_{21}, K_{22}, F_T и F_M, представленные в матрицах, соответствуют членам температуры и влажности в уравнениях (3), (4).

Обработку нитевидной микроплазмой осуществляли при напряженности электрического поля 3,5 кВ/см, длительности импульса 30 мкс и частотой следования импульсов 50 Гц. Количество импульсов составляло 500 и 3500 единиц. Общая затрачиваемая энергия на процесс обработки составила 3 и 20 кДж/кг. Обработку проводили в соответствии с работой [1].

Сушку проводили в сушильном шкафу Binder FP 240 (Quakenbruck, Germany) при температуре 90 °C и объемной скорости потока воздуха 4,8 м^3/ч в течении 3 ч.

Кривые сушки и скорости личинок мух представлены на рис. 1. Кривые свидетествуют о том, что процесс сушки протекает в первом и втором периодах. Предварительная обработка НП позволила значительно снизить длительность сушки до достижения 5% влажности. Так, при удельной энергии 3 кДж/кг длительность сушки удалось снизить на 45%, а для 20 кДж/кг на 120%. Для оценки эффективности обработки НП был определен индекс дизинтеграции по методу низкой и высокой частоты определения электропроводности [6]. Были получены значения 0,37 и 0,86 для 5 и 20 кДж/кг соответственно.

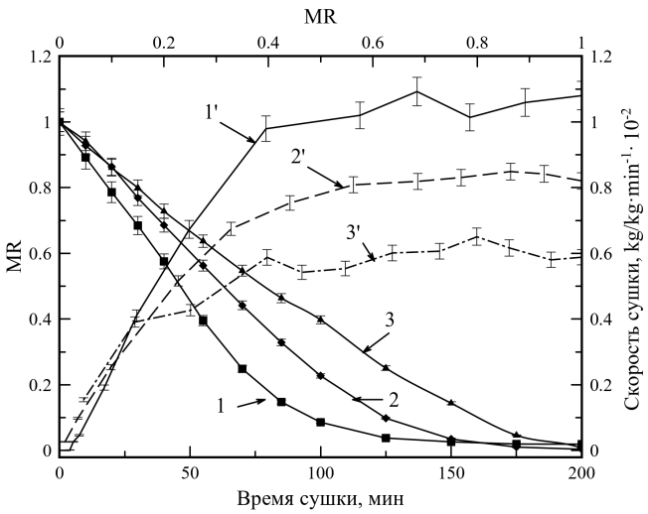


Рис. 1. Кривые сушки (1–3) и скорости (1'–3') при различных режимах обработки: 1 – напряженность поля 3,5 кВ/см, удельная энергия 20 кДж/кг; 2 – 3,5 кВ/см и 3 кДж/кг; 3 – без предварительной обработки

Для численного решения был применён конечно-разностный метод в соответствии с работой [7]. В качестве объекта исследования были взяты личинки мух (*Hermetia Illucens*). Входные данные для моделирования представлены в таблице.

Плотность, теплопроводность и массоёмкость определяли в соответствии с компонентным составом личинок: влага (65%), белок (23%), липиды (12%) через значения теплоёмкости, теплопроводности и плотности каждого компонента. Потность, теплоёмкость и теплопроводность каждого компонента брали из литературы [8]. Остальные входные данные задавали на основе литературных источников для схожих по свойствам материалов.

Входные кинетические коэффициенты потенциалопроводности объекта сушки

Параметр	Единица измерения	Значение	Формула
ρ_0	кг/м^3	1031	[9]
c_q	Дж/(кг·K)	3494	[9]
k_q	W/(м·K)	0.480	[9]
c_m	$кг_{влаги}/(кг_{сух.тела}\cdot М)$	0.0285	$m = c_m M$ [5]
k_m	кг/(м·K·с)	$9\cdot10^{-7}$	
D	м^2/с	$1{,}54–4{,}5\cdot10^{-9}$	[10]
δ	1/K	0.01–0.04	[11]
ϵ	–	0.3	[11]
λ	Дж/кг	$2.3\cdot10^6$	

По данным кривой потенциала влаги, невязка которой с экспериментальными данными составила менее 3%, была восстановлена кривая переноса потенциала температуры (рис. 2). Как видно из полученных данных предварительная интенсивная обработка нитевидной микроплазмой позволяет снизить среднюю температуру в материале при сушке. Данный эффект характерен при малых характерных размерах частиц объекта сушки и при наличии высокого коэффициента теплообмена, а также изменившейся объемной пористостью материала.

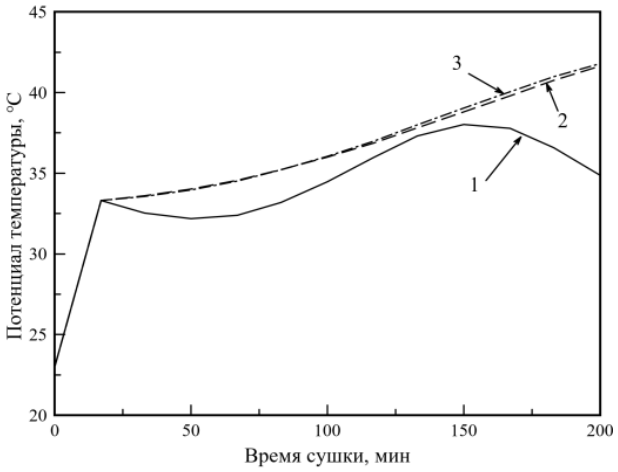


Рис. 2. Кривые средней температуры в материале при различных режимах обработки: 1 – напряженность поля 3,5 кВ/см, удельная энергия 20 кДж/кг; 2 – 3,5 кВ/см и 3 кДж/кг; 3 – без предварительной обработки

Путем решения обратной задачи [1] были восстановлены уточненные значения кинетических коэффициентов после обработки нитевидной микроплазмой:

$$K_{\text{без_обработки}} = \begin{bmatrix} 1{,}688\cdot10^{-4} & 1{,}686\cdot10^{-4} \\ 4{,}299\cdot10^{-5} & 3{,}063\cdot10^{-5} \end{bmatrix}, \tag{6}$$

$$K_{\text{500_импульсов}} = \begin{bmatrix} 1{,}902\cdot10^{-4} & 1{,}984\cdot10^{-4} \\ 1{,}153\cdot10^{-4} & 1{,}008\cdot10^{-4} \end{bmatrix}, \tag{7}$$

$$K_{\text{3500_импульсов}} = \begin{bmatrix} 2{,}22\cdot10^{-4} & 2{,}184\cdot10^{-4} \\ 2{,}353\cdot10^{-4} & 2{,}058\cdot10^{-4} \end{bmatrix}. \tag{8}$$

Для более глубокой оценки предварительной обработки МП значения членов кинетических коэффициентов из уравнений (1), (2) кроме коэффициента диффузии D примем постоянными. Как видно уз уравнений (1), (2) коэффициент диффузии присутствует в каждом

кинетическом уравнении. В соответствии с работами по предварительной электрофизической обработке при более простой оценке основной акцент направлен на изменение коэффициента диффузии. Примем в данной работе аналогичную гипотезу и свяжем коэффициент диффузии с индексом дезинтеграции через выражение

$$D_{\text{обр}} = (1 + Z) D_0 = \text{Sh} D_0 . \quad (9)$$

Выразим величину (1 + *Z*) через коэффициент Sh = 1 + *Z*. Проведенная проверка изменения кинетических коэффициентов из уравнений (6)–(8) в соответствии с полученными экспериментальным путем индекса дезинтеграции показала высокую схожесть R^2 = 0,985. Следовательно, коэффициент Sh можно внедрить в систему дифференциальных уравнений при использовании электрофизических методов предварительной обработки материалов, таких как обработка импульсным электрическим полем, обработка нитевидной микроплазмой. Однако дальнейшие более детальные и с расширенным кругом объектом исследования необходимы для подтверждения правомерности использования данного коэффициента.

Обозначения

ρ_0 – плотность материала, кг/м^3; c_q – удельная теплоёмкость, Дж/(кг·К); c_m – удельная массоемкость, кг$_{\text{влаги}}$/(кг$_{\text{сух.тела}}$·М); k_m – коэффициент массопроводности, кг/(м·К·с); D – коэффициент диффузии, м^2/с; δ – термоградиентный коэффициент, 1/К; ϵ – отношение коэффициента диффузии пара к коэффициенту диффузии влаги; λ – скрытая теплота парообразования, Дж/кг; t – время, с.

Литература

1. Shorstkii I., Koshevoi E. Drying technology assisted by nonthermal pulsed filamentary microplasma treatment: theory and practice // Chem. Engineering. 2019. Vol. 3. P. 91.

2. Mahnič-Kalamiza S., Miklavčič D., Vorobiev E. Dual-porosity model of solute diffusion in biological tissue modified by electroporation // Biochimica et Biophysica Acta (BBA) – Biomembranes. 2014. Vol. 1838. P. 1950–1966.

3. Dellarosa N., Laghi L., Ragni L., Rosa M. D., Galante A., Ranieri B., Florio T. M., Alecci M. Pulsed electric fields processing of apple tissue: Spatial distribution of electroporation by means of magnetic resonance imaging and computer vision system // Innovative Food Science & Emerging Technologies. 2018. Vol. 47. P. 120–126.

4. Шорсткий И. А. Оценка эффекта воздействия импульсного электрического разряда на процесс переноса вещества в растительном материале в начальный момент времени // Изв. вузов. Пищевая технология. 2019. № 2. С. 73.

5. Лыков А. В. Теория сушки. М.: Энергия, 1968. – 472 с.

6. Parniakov O. et al. Pulsed electric field assisted vacuum freeze-drying of apple tissue // Innovative food science & emerging technologies. 2016. Т. 35. С. 52–57.

7. Шорсткий И. А., Кошевой Е. П., Косачев В. С. Численное моделирование процесса сушки биоматериалов после обработки импульсным электрическим полем с использованием системы уравнений температуры влажности и давления // ИФЖ. 2020. Т. 93, № 5.

8. Choi Y., Okos M. R. Effects of temperature and composition on the thermal properties of foods // Food Engineering and Process Applications. Transport Phenomenon / Eds M. Le Maguer, P. Jelen. New York: Elsevier, 1986. Vol. 1. P. 93–101.

9. Ben-Lalli A. et al. Modeling heat transfer for disinfestation and control of insects (larvae and eggs) in date fruits // J. of Food Engineering. 2013. Vol. 116, No. 2. P. 505–514.

10. Rastogi N. K. et al. Recent developments in osmotic dehydration: methods to enhance mass transfer // Trends in Food Science & Technology. 2002. Vol. 13, No. 2. P. 48–59.

11. Wu Y. Effect of pressure on heat and mass transfer in starch-based food systems: diss. University of Saskatchewan, 1997.

УДК 662.997:532.5.013.4

ДВУХФАЗНАЯ ТРАНСПОРТИРОВКА ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ПРИ ОСВОЕНИИ ГЕОТЕРМАЛЬНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ КАМЧАТКИ: ОПЫТ, ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

А. Н. Шулюпин[1], И. И. Чернев[2], А. А. Чермошенцева[3], Н. Н. Варламова[1]

[1]Хабаровский федеральный исследовательский центр Дальневосточного отделения РАН, г. Хабаровск, Россия
[2]Акционерное общество «Геотерм», г. Петропавловск-Камчатский, Россия
[3]Камчатский государственный технический университет, г. Петропавловск-Камчатский, Россия

Поиск экологически чистых методов получения энергии, а также ресурсная ограниченность традиционных видов топлива обуславливают актуальность привлечения альтернативных источников энергии. К числу таких источников относятся геотермальные ресурсы, на протяжении многих лет испытывающие неуклонный рост вовлечения в мировую экономику. Более 80 стран используют геотермальные ресурсы в системах отопления, тепловых насосах, бальнеологических бассейнах и т. д. [1]. Более 20 стран производят электроэнергию на основе геотермальных ресурсов [2]. Источником теплоносителя для большинства геотермальных электростанций (ГеоЭС) мира, в том числе всех ГеоЭС России, являются месторождения парогидротерм, добычные скважины которых выводят на поверхность пароводяную смесь.

Наиболее крупные ГеоЭС в России расположены на Камчатке, две крупнейшие, вырабатывающие более 80% российской геотермальной электроэнергии, обеспечиваются теплоносителем, добытом на Мутновском месторождении парогидротерм. Теплоноситель от добычных скважин до ГеоЭС на данном месторождении транспортируется по наземным трубопроводам в виде пароводяной смеси. Трубопроводы пароводяной смеси также имеются на втором по располагаемым ресурсам Паужетском месторождении (Камчатка), где за основу принята раздельная транспортировка теплоносителя от добычных скважин.

Раздельная транспортировка широко использовалась в начале освоения месторождений парогидротерм: сепарация осуществлялась вблизи устья скважин, пар по трубопроводам поставлялся на станцию, вода сливалась на рельеф. Ужесточение экологических требований, внедрение возвратной закачки для поддержания пластового давления и внедрение технологий использования вторичного пара, получаемого из воды после сепаратора высокого давления, привели к необходимости совместной транспортировки пара и воды к общему месту использования. В этой связи в конце прошлого века начала активно внедряться двухфазная транспортировка теплоносителя по трубопроводам [3–6], интерес к которой сохраняется и в настоящее время [7–10].

Опыт двухфазной транспортировки на месторождениях Камчатки выявил ключевую проблему – выбор оптимального диаметра трубопроводов. Малый диаметр сопряжен с высокими скоростями и, как следствие, с проблемами, вызванными высокими гидравлическими

сопротивлениями. Большой диаметр связан с риском возникновения неустойчивых режимов транспортировки, способных вызвать самозадавливание добычных скважин и вывод их из эксплуатации.

Для расчета трубопроводов пароводяной смеси на месторождениях Камчатки использовалась компьютерная программа MODEL [11], которая создавалась как упрощенная версия более сложного продукта, основанного на детальной модели дисперсно-кольцевого потока [12]. Но простота ее использования и достаточная точность расчетов, выявленная в ходе экстренного решения проблем, возникших после пуска в эксплуатацию первых трубопроводов на Мутновском месторождении, предопределили ее широкое использование. Программа предполагает расчет перепада давления по значению параметров в одной узловой точке и применима для коротких труб. Длинные трубопроводы (длина отдельных трубопроводов на Мутновском месторождении превосходит 2 км) рекомендуется разбивать на короткие, до 200 м, расчетные участки. Расчет параметров течения ориентирован на дисперсно-кольцевой режим течения.

Для расчетного участка программа определяет возможность устойчивого режима транспортировки теплоносителя в зависимости от паросодержания в соответствии с условием

$$x > (1 + 1.6\sqrt{\rho'/\rho''})^{-1}. \tag{1}$$

Далее программа отображает рекомендуемый диаметр, исходя из условия, предложенного М. А. Готовским и Е. Н. Гольдбергом на основе обобщения опытных данных, полученных на стенде ОАО «Камчатскэнерго» [11]:

$$D \le 0.278(G/\rho)^{0.4}. \tag{2}$$

После выбора необходимого диаметра из существующего сортамента труб и ввода его во всплывающем окне рассчитывается перепад давления, который учитывает две составляющие: на трение и на местные сопротивления. Для перепада давления на трение с помощью аппроксимации результатов численной реализации модели дисперсно-кольцевого течения была получена упрощенная формула [12]

$$\Delta p_f = \frac{0.02\rho(v - v_b)^2 L}{2D}. \tag{3}$$

Большинство действующих трубопроводов Мутновского месторождения, а также два действующих трубопровода пароводяной смеси на Паужетском месторождении были рассчитаны с помощью указанной программы. Методические аспекты гидравлических расчетов трубопроводов подробно рассмотрены в [11]. Общая длина построенных с привлечением программы MODEL трубопроводов превосходит 10 км. Расчетные данные по перепадам давления были подтверждены фактическими измерениями после введения трубопроводов в эксплуатацию, рекламаций по поводу неточности расчетов не было.

Использование формулы (3) предполагает высокие скорости транспортировки. Однако со временем скважины, как правило, снижают расход, что в конечном итоге влечет за собой нарушение условия (2), что указывает на вероятность возникновения неустойчивого режима транспортировки, а также указывает на выход из диапазона применимости (3). Опыт разработки Мутновского месторождения показал, что эксплуатация трубопроводов, не имеющих восходящих участков, возможна и при нарушении условия (2), т. е. возможна либерализация критерия для диаметра трубопровода с учетом реальной геометрии трассы. Кроме того, такая либерализация позволит отойти от принятой концепции проектирования системы транспор-

тировки двухфазного теплоносителя (индивидуальный трубопровод от каждой скважины, что экономически менее выгодно по сравнению с системой, предполагающей наличие общих магистральных трубопроводов). Проектируя магистральный трубопровод, собирающий потоки от нескольких скважин, необходимо либо согласиться на существенные потери давления для того, чтобы при отключении одной из скважин удовлетворялось условие (2), либо предполагать возможность нарушения данного условия. Все это указывает на необходимость пересмотра методики расчета, положенной в основу программы MODEL.

Ранее проведенные исследования позволяют сформулировать условие устойчивой работы системы скважина–трубопровод как [13, 14]

$$\partial \Delta p_w / \partial G + \partial \Delta p_p / \partial G > 0 . \tag{4}$$

Второе слагаемое данного условия, характеризующее течение в трубопроводе, при его отрицательном значении указывает на наличие условий для развития неустойчивости течения в трубопроводе, оказывающей дестабилизирующий эффект на режим работы системы скважина–трубопровод и способной привести к самозадавливанию скважины и выводу ее из эксплуатации. Таким образом, условие устойчивости для трубопровода имеет вид

$$\partial \Delta p_p / \partial G > 0 . \tag{5}$$

Успех практического использования (5) для выявления условий возникновения неустойчивости течения зависит от корректности математической модели, используемой для определения перепада давления в трубопроводе. Как и в скважине, нарушение условия устойчивости в трубопроводе вызывается гравитационным эффектом, связанным со снижением плотности смеси при увеличении расхода. В этой связи новая методика расчета трубопроводов пароводяной смеси должна адекватно учитывать гравитационный перепад давления (заметим, в программе MODEL этот перепад не учитывается).

Попытка создания новой методики представлена в [15]. При определении плотности смеси в гравитационной составляющей перепада давления использовался хорошо известный подход, основанный на модели дрейфа [16–18]. Устойчивость течения определялась как с помощью условия (2), так и по условию (5). Отсутствие верификации новой расчетной методики по надежным экспериментальным данным, а также наличие некоторых грубых упрощений применительно к нисходящим потокам не позволяют рекомендовать ее как итоговую замену программе MODEL. Тем не менее, получен важный промежуточный результат – установлена эквивалентность эмпирического полученного условия (2) и теоретически обоснованного условия (5) для вертикального восходящего потока [15]. То есть условие (2) можно рассматривать как экстремальный случай, определяемый условием (5). Соответственно, для небольших углов наклона трубопроводов условие (5) является по отношению к (2) более либеральным.

Подводя итог, следует отметить, что двухфазная транспортировка является активно развивающимся способом доставки теплоносителя от скважин до ГеоЭС. В России этот способ широко используется на крупнейших объектах геотермальной энергетики, расположенных на Камчатке. Ключевой проблемой двухфазной транспортировки является выбор оптимального диаметра трубопроводов. В современных условиях приобретает актуальность вопрос о создании методики расчета трубопроводов пароводяной смеси, предполагающей выбор оптимального диаметра с учетом реального рельефа трассы. Условие (5) может рассматриваться как основа для решения данной задачи. При разработке новой математической модели двухфазного течения необходимо методически корректно и количественно точно отображать зависимость перепада давления, включая гравитационную составляющую, от расхода смеси.

Обозначения

x – массовое расходное паросодержание; ρ' – плотность воды, кг/м^3; ρ" – плотность пара, кг/м^3; D – внутренний диаметр трубопровода, м; G – массовый расход смеси, кг/с; ρ – плотность смеси, определяемая по гомогенной модели, кг/м^3; Δp_f – составляющая перепада давления в трубопроводе на трение, Па; v – скорость смеси, соответствующая гомогенной модели, м/с; v_b – скорость движения поверхности трения, равная критической скорости движения насыщенной воды, м/с; L – длина расчетного трубопровода, м; Δp_w – перепад давления в скважине, Па; Δp_p – перепад давления в трубопроводе, Па.

Литература

1. Lund J. W., Boyd T. L. Direct utilization of geothermal energy 2015 worldwide review // Geothermics. 2016. Vol. 60. P. 66–93.

2. Bertani R. Geothermal power generation in the world 2010–2014 update report // Geothermics. 2016. Vol. 60. P. 31–43.

3. Lee K. C., Jenks D. G. Ohaaki geothermal steam transmission pipelines // 11th New Zealand Geothermal Workshop: Proceedings. Wellington, 1989. P. 25–30.

4. Wigly D. M. Separation plant and pipework design – Ohaaki steam field // 11th New Zealand Geothermal Workshop: Proceedings. Wellington, 1989. P. 19–24.

5. Delnov Y., Shulyupin A. Geothermal power generation in Kamchatka, Russia // Geothermal Resources Council: Transactions. Portland, 1996. Vol. 20. P. 733–736.

6. Zhao H. D., Lee K. C., Freeston D. H. Geothermal two-phase flow in horizontal pipes // World Geothermal Congress 2000: Proceedings. Kyushu–Tohoku, 2000. P. 3349–3353.

7. Ghaderi I. Comprehensive comparison between transmission two-phase flow in one line and two line separately for 50 MWe power plant in Sabalan, Iran // World Geothermal Congress: Proceedings. Bali, 2010. No. 2501.

8. Rizaldy, Zarrouk S. J. Pressure drop in large diameter geothermal two-phase pipelines // 38th New Zealand Geothermal Workshop (23–25 November 2016): Proceedings. Auckland, 2016. P. 1–5.

9. Garcia-Gutierrez A., Martinez-Estrella J. I., Ovando-Castelar R., Vazquez-Sandoval A., Rosales-López C. Thermal Efficiency of the Los Humeros Geothermal Field Fluid Transportation Network // World Geothermal Congress (19–25 April 2015): Proceedings. Melbourne, 2015. No. 25007.

10. Cheik H. S., Ali H. A. Prefeasibility design of single flash in Asal geothermal power plant 2x25 MW, Djibouti // World Geothermal Congress (19–25 April 2015): Proceedings. Melbourne, 2015. No. 25030.

11. Шулюпин А. Н. Вопросы гидравлики пароводяной смеси при освоении геотермальных месторождений. Владивосток: Дальнаука, 2011. – 262 с.

12. Шулюпин А. Н., Чермошенцева А. А. Модель дисперсно-кольцевого потока в геотермальной скважине // Динамика гетерогенных сред в геотехнологическом производстве: сб. ст. / КГАРФ. Петропавловск-Камчатский, 1998. С. 23–35.

13. Шулюпин А. Н. Устойчивость режима работы пароводяной скважины. Хабаровск: ООО «Амурпринт», 2018. – 136 с.

14. Shulyupin A. N. Steam-water flow instability in geothermal wells // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 105. P. 290–295.

15. Shulyupin A. N., Chermoshentseva A. A., Varlamova N. N. Numerical study of the stability of the steam-water flow in pipelines of geothermal gathering system // CEUR Workshop Proceedings. 2019. Vol. 2426. P. 103–109.

16. Xu Y., Fang X. Correlations of void fraction for two-phase refrigerant flow in pipes // Applied Thermal Engineering. 2014. Vol. 64. P. 242–251.

17. Bhagwat S. M., Ghajar A. J. A flow pattern independent drift flux model based void fraction correlation for a wide range of gas–liquid two phase flow // Int. J. of Multiphase Flow. 2014. Vol. 59. P. 186–205.

18. Dang Z., Yang Z., Yang X., Ishii M. Experimental study on void fraction, pressure drop and flow regime analysis in a large ID piping system // Int. J. of Multiphase Flow. 2019. Vol. 111. P. 31–41.

ТЕПЛОВЫЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМАХ С НАНО- И МИКРОСТРУКТУРАМИ

УДК 532.5

КАРТЫ РЕЖИМОВ МИКРОВЗРЫВНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ

Д. В. Антонов, П. А. Стрижак, Р. М. Федоренко

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Введение. Микровзрывная фрагментация капель многокомпонентных топлив позволяет многократно увеличить площадь поверхности испарения, улучшить смешение топлива с окружающей средой, снизить инерционность зажигания, повысить полноту выгорания топлива, а также способствует снижению антропогенных выбросов [1, 2]. Благодаря контролируемому использованию данных эффектов можно значительно повысить эффективность многих существующих газопарокапельных технологий, в частности технологий сжигания жидких и суспензионных топлив. Важная проблема при изучении эффектов микровзрывной фрагментации состоит в корректном установлении предельных условий фрагментации и управлении этим процессом. Это возможно при наличии достоверных экспериментальных данных о процессе при его протекании в различных тепловых условиях.

Цель настоящей работы – составление карт режимов микровзрывной фрагментации двухкомпонентных неперемешанных капель и капель суспензий при учете группы влияющих факторов.

Методика проведения экспериментальных исследований аналогична использованной в [3] при проведении исследований процессов микровзрывной фрагментации двухкомпонентных неперемешанных капель и капель эмульсий. Нагрев осуществлялся при использовании воздухонагревателя (Leister LHS 61, максимальная температура воздуха на выходе 700 ^{o}C) и нагнетателя вихревого высокого давления (Leister Robust с расходом воздуха при 20 ^{o}C до 1200 л/мин) с возможностью регулирования скорости потока разогретого воздуха. Продолжением выходного патрубка воздухонагревателя являлся канал из кварцевого стекла, в который вводилась капля.

В качестве жидких компонентов исследуемых капель использовались дистиллированная вода и рапсовое масло. Выбор рапсового масла обусловлен тем, что при его применении возможно добиться максимального эффекта микровзрыва [4]. В качестве твердых компонентов выбраны бурый и каменный угли для того, чтобы гидрофобность и гидрофильность отличались при разной степени смачиваемости. Составы с бурым углем получались более вязкими по сравнению с каменным углем. Методики получения двухкомпонентных капель и капель суспензий аналогичны использованным в опытах [4, 5]. Для генерации капель применялись два электронных дозатора Finnpipette Novus (шаг варьирования генерируемого объема 0,01 мкл). Массовая концентрация рапсового масла для всех исследуемых составов оставалась постоянной $\eta \approx 70\%$, массовая концентрация твердых частиц в капле составляла $\mu \approx 3\%$.

Результаты и обсуждения. В ходе проведения экспериментальных исследований [3] выделены три варианта последствий нагрева капель (рис. 1): evaporation (монотонное испарение, рис. 1, *а*), puffing (диспергирование капли с образованием нескольких фрагментов

жидкости, рис. 1, *б*) и micro-explosion (взрывное дробление с полным разрушением родительской капли, рис. 1, *в*). Основными факторами, оказывающими влияние на реализацию указанных выше режимов, являются температура греющей среды, концентрация горючей жидкости, а также начальный размер исходной капли [3]. Ключевым отличием между режимами puffing и microexplosion является количество и размеры образующихся в результате фрагментации капель фрагментов. Так, при реализации режима puffing размеры образующихся вторичных капель достаточно крупные ($r_d > 0{,}15$ мм), а при реализации условий micro-explosion – мелкие ($r_d < 0{,}15$ мм) [5].

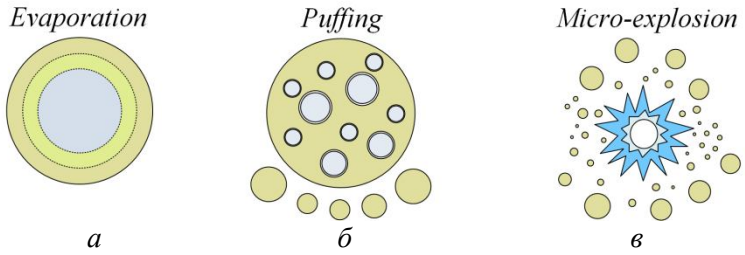


Рис. 1. Схемы режимов реализации последствий нагрева капель многокомпонентных топлив

На рис. 2 представлена карта режимов микровзрывной фрагментации капель для двух составов в зависимости от температуры греющей среды. При одних и тех же тепловых условиях могли реализовываться различные режимы. Как можно видеть из рис. 2, устойчиво процессы микровзрывной фрагментации для капель суспензий реализуются при температуре $T_a > 300$ °C, предельная температура для реализации режима puffing составляет $T_a = 200$ °C, что хорошо соотносится с данными, полученными для двухкомпонентных капель в работе [3]. Тенденции для обоих составов идентичные с ростом температуры греющей среды, скорость и интенсивность распада возрастает, что обусловлено увеличением скорости прогрева и испарения капель.

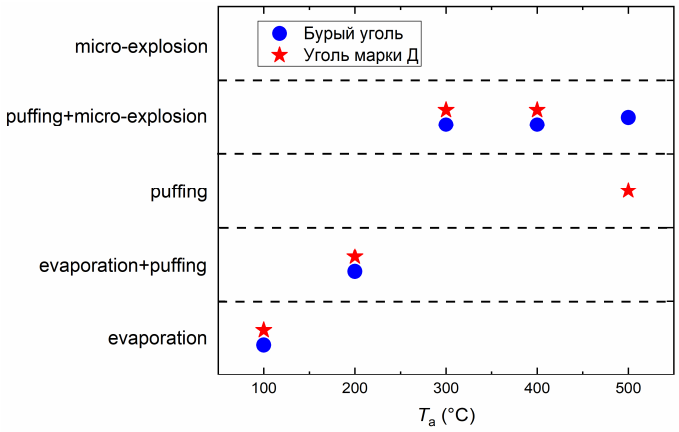


Рис. 2. Карта режимов реализации последствий нагрева капель суспензий ($U_a \approx 3$ м/с, $R_{d0} \approx 1.21$ мм, $\eta \approx 70$ %, $\Delta \approx 100$ мкм, $\mu \approx 3\%$)

Заключение. В результате проведения экспериментальных исследований были установлены типичные режимы микровзрывной фрагментации капель суспензий на основе углей двух марок. Проанализировано влияние температуры греющей среды на предельные условия распада.

Полученные результаты могут быть использованы для развития существующих и создания новых технологий сжигания, а также развития теории фазовых превращений для жидких и суспензионных топлив.

Исследования выполнены при поддержке гранта Президента РФ МД-314.2019.8.

Обозначения

R_{d0} – начальный размер капли, мм; r_d – радиус вторичной капли, мм; T_a – температура греющей среды, °С; U_a – скорость воздушного потока, м/с; Δ – размер твердых частиц, мкм; μ – массовая концентрация твердых частиц, %; η – массовая концентрация горючей жидкости, %.

Литература

1. Sazhin S. S. Modelling of fuel droplet heating and evaporation: recent results and unsolved problems // Fuel. 2017. Vol. 196. P. 69–101.

2. Seifi M. R., Desideri U., Ghorbani Z., Antonelli M., Frigo S., Hassan-Beygi S. R. and Ghobadian B. Statistical evaluation of the effect of water percentage in water-diesel emulsion on the engine performance and exhaust emission parameters // Energy. 2019. Vol. 180. P. 797–806.

3. Antonov D. V., Piskunov M. V., Strizhak P. A. Breakup and explosion of droplets of two immiscible fluids and emulsions // Int. J. Therm. Sci. 2019. Vol. 142. P. 30–41.

4. Antonov D. V., Kuznetsov G. V., Strizhak P. A. Comparison of the characteristics of micro-explosion and ignition of two-fluid water-based droplets, emulsions and suspensions, moving in the high-temperature oxidizer medium // Acta Astronaut. 2019. Vol. 160. P. 258–269.

5. Antonov D. V., Fedorenko R. M., Strizhak P. A. Child droplets produced by micro-explosion and puffing of two-component droplets // Appl. Therm. Eng. 2020. Vol. 164. P. 114501.

УДК 536.423.1

ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЗМА ТЕПЛООБМЕНА НА ДИНАМИКУ ИСПАРЕНИЯ ОДИНОЧНОЙ КАПЛИ ЖИДКОСТИ

В. А. Архипов, С. А. Басалаев, Н. Н. Золоторёв, В. Т. Кузнецов, К. Г. Перфильева, А. С. Усанина

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Закономерности теплообмена и испарения капель играют важную роль при решении ряда прикладных задач для теплотехнических систем и технологических процессов [1, 2]. Большинство экспериментальных результатов по скорости испарения капель жидкости получено при их нагреве в условиях кондуктивного, конвективного или комбинированного радиационно-конвективного теплообмена [2–8]. Скорость испарения капель определялась в условиях обдува неподвижной капли высокотемпературным потоком воздуха [2, 4, 6–8], а также при движении капель через газообразные продукты сгорания [2–5] или через полый цилиндрический нагреватель [4].

Цель настоящей работы – определение характеристик испарения одиночной неподвижной капли в условиях лучистого и конвективного нагрева.

Для исследования динамики процесса испарения одиночной капли жидкости разработаны две экспериментальные установки, отличающиеся механизмом теплообмена. Для исследования динамики испарения одиночной капли жидкости при нагреве лучистым тепловым потоком предложен новый способ, заключающийся в определении скорости испарения неподвижной (левитирующей) капли, локализованной в области стоячей волны, образован-

ной при взаимодействии прямой и отраженной звуковых волн [9]. На основе данного способа разработана и отлажена экспериментальная установка, состоящая из ультразвукового левитатора, системы визуализации и системы нагрева капли внешним тепловым потоком. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

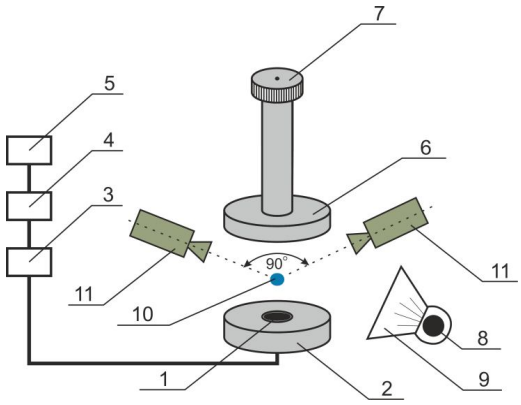


Рис. 1. Схема экспериментальной установки лучистого нагрева

Установка включает ультразвуковой левитатор, содержащий пьезоэлектрический преобразователь 1, установленный на пластине 2 и соединенный с усилителем мощности 3, генератором колебаний 4 и источником питания 5. Акустическое поле формируется в резонаторе между пластиной 2 и отражателем 6, соединенным с микрометрическим винтом 7 для регулирования расстояния между пластиной 2 и отражателем 6. Ксеноновая лампа 8 марки «ДКсР-3000М» с регулируемой мощностью излучения, помещенная в фокусе параболического рефлектора 9, используется для нагрева и подсветки левитирующей капли 10. Видеокамеры 11 марки «Panasonic HDC-SD60», расположенные в перпендикулярных плоскостях, обеспечивают двухракурсную съемку испаряющейся капли 10. Параболический рефлектор 9 расположен таким образом, чтобы исключить попадание лучистого потока в объективы видеокамер 11. Перемещаемый датчик теплового потока (на рис. 1 не показан) установлен в месте расположения левитирующей капли.

Исследуемую каплю жидкости заданной массы с помощью капилляра помещают в резонатор и путем регулирования усилителя мощности 3 и перемещения микрометрического винта 7 добиваются ее устойчивой левитации в акустическом поле. Затем каплю удаляют, а на ее место устанавливают перемещаемый датчик теплового потока, ориентированный тепловоспринимающей поверхностью в сторону ксеноновой лампы 8. Включают ксеноновую лампу 8 при заданной мощности излучения и регистрируют величину теплового потока в этой точке резонатора. Датчик теплового потока удаляют, включают генератор 4, создающий акустическое поле между пластиной 2 и отражателем 6. В резонатор помещают каплю 10 исследуемой жидкости заданной массы. При этом она будет устойчиво фиксироваться в точке резонатора, для которой проведена градуировка величины теплового потока. Видеосъемку процесса испарения капли проводят видеокамерами 11 при включенной ксеноновой лампе 8.

В данном способе локализации капля приобретает вид сплющенного эллипсоида вращения. Эквивалентный диаметр капли рассчитывался по формуле $D = \sqrt[3]{d^2 h}$, где d, h – диаметр миделева сечения и высота деформированной капли.

По результатам измерений размеров капли в трех плоскостях рассчитывали диаметр эквивалентной сферической капли $D(t_i)$ в моменты времени t_i в процессе испарения.

Для экспериментального исследования закономерностей испарения одиночной капли жидкости при конвективном теплообмене использовалась установка, состоящая из системы нагрева и обдува капли, устройства фиксации капли и аппаратуры для визуализации исследуемого процесса. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.

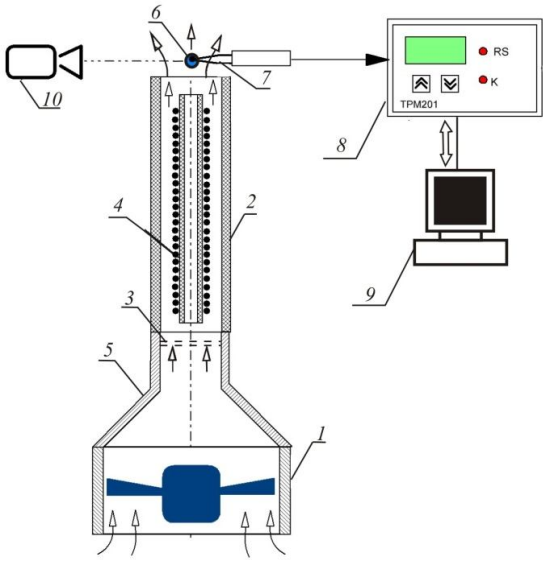


Рис. 2. Схема экспериментальной установки конвективного нагрева: *1* – вентилятор; *2* – керамическая труба; *3* – диафрагма; *4* – электрический нагреватель; *5* – конфузор; *6* – капля; *7* – термопара; *8* – измеритель-регулятор одноканальный; *9* – компьютер; *10* – видеокамера

С использованием рассмотренных установок проведено исследование капель дистиллированной воды и этилового спирта. Получен ряд новых результатов по влиянию показателя поглощения жидкости на скорость испарения капель при их радиационном нагреве. Проведен сравнительный анализ результатов измерения скорости испарения капель при лучистом и конвективном нагреве (рис. 3). Видно, что при одинаковом значении плотности теплового потока скорость испарения одиночной капли в условиях конвективного потока больше, чем в условиях лучистого потока. На рис. 4 показано изменение диаметра капли в условиях лучистого и конвективного нагрева при фиксированном значении плотности теплового потока q = 0.25 Вт/см^2.

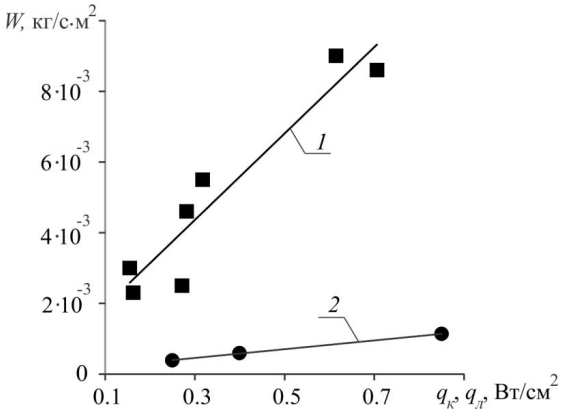


Рис. 3. Зависимость скорости испарения капли дистиллированной воды от плотности конвективного (*1*) и лучистого (*2*) теплового потока

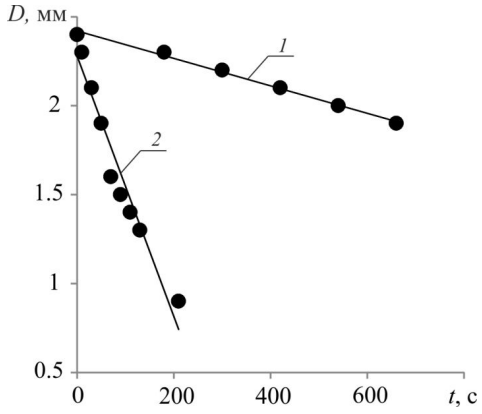


Рис. 4. Изменение диаметра капли дистиллированной воды при q = 0.25 Вт/см^2: *1* – лучистый поток; *2* – конвективный поток

Полученные в настоящей работе данные согласуются в пересекающихся диапазонах определяющих параметров с результатами других авторов [3–5].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 15-19-10014).

Обозначения

D – диаметр капли, м; q – плотность теплового потока, Вт/см^2; t – время, с; T – температура, К; u – скорость газовой среды, м/с; W – скорость испарения капли, кг/м^2·с.

Литература

1. Терехов В. И., Пахомов М. А. Тепломассоперенос и гидродинамика в газокапельных потоках. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2009.
2. Высокоморная О. В., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Испарение и трансформация капель и больших массивов жидкости при движении через высокотемпературные газы. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2016.
3. Высокоморная О. В., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Тепломассоперенос при движении капель воды в высокотемпературной газовой среде // ИФЖ. 2013. Т. 86, № 1. С. 59–65.
4. Войтков И. С., Волков И. С., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Высокотемпературное испарение капель воды в газовой среде // ЖТФ. 2017. Т. 87, вып. 12. С. 1911–1914.
5. Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Испарение капель воды при движении через высокотемпературные газы // ИФЖ. 2018. № 1. С. 104–111.
6. Терехов В. И., Шишкин Н. Е., Ли Х.-К. Влияние поверхностно-активного вещества на испарение водяных капель // Современная наука. 2011. № 2 (7). С. 215–219.
7. Терехов В. И., Шишкин Н. Е. Температура поверхности испаряющихся капель бинарных растворов // Ползуновский вестник. 2010. № 1. С. 55–59.
8. Терехов В. И., Шишкин Н. Е. Экспериментальное исследование испарения капель наножидкости в потоке сухого воздуха // Современная наука. 2011. № 2 (7). С. 197–200.
9. Архипов В. А., Золоторёв Н. Н., Маслов Е. А., Кузнецов В. Т., Коноваленко А. И. Устройство для определения скорости испарения капли: заявка на патент РФ № 2019131997 от 09.10.2019.

УДК 532.5

ВТОРИЧНОЕ ИЗМЕЛЬЧЕНИЕ КАПЕЛЬ БИОДИЗЕЛЬНОГО МИКРОЭМУЛЬСИОННОГО ТОПЛИВА ПРИ УДАРЕ О РАЗОГРЕТУЮ СТЕНКУ

А. Е. Ашихмин[1], М. В. Пискунов[1], П. А. Стрижак[1], Н. А. Хомутов[1], В. А. Яновский[2]

[1]Томский политехнический университет, г. Томск, Россия
[2]Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Соударение капель распыленного потока топлива со стенкой является распространенным явлением во многих типах двигателей внутреннего сгорания, работающих на жидком топливе [1].

Целью данной работы является изучение гидродинамических режимов взаимодействия капель биодизельных микроэмульсионных топлив с разогретой стенкой и оценка интегральных характеристик процессов измельчения за счет анализа количества и размеров образующихся вторичных капель.

Для проведения экспериментов по взаимодействию капель микроэмульсий с горизонтальной разогретой стенкой применен типичный стенд [2, 3], основными элементами которого являются нагревательная плитка, металлическая подложка (сталь, зеркально-полированная поверхность), установка генерирования капель, система освещения со светорассеивающей пластиной, ПК и две высокоскоростные видеокамеры.

Для приготовления микроэмульсионных топлив использовались следующие компоненты: дизельное топливо (плотность при 25 °С равна 830 кг/м^3, кинематическая вязкость при

25 °С равна 2,780 $м^2/с \cdot 10^6$, температура вспышки в закрытом тигле 60°С, температура помутнения –21°С); метиловые эфиры жирных кислот рапсового масла (далее FAME или RO) (плотность при 25 °С равна 870 $кг/м^3$, температура кипения не менее 300°С, температура застывания не более –10 °С, кислотное число 1 мг КОН/г, эфирное число 180,5 мг КОН/г); дистиллированная вода с удельной электропроводностью не более 5 мкСм/см; ПАВ – неонол АФ 9-6, полиэтиленгликолевый эфир изононилфенола, $C_9H_{19}C_6H_4O(C_2H_4O)_6H$; со-ПАВ – 2-этилгексанол.

Анализ критериев подобия предполагал измерение свойств (плотности, вязкости и поверхностного натяжения) микроэмульсий вода-в-дизеле (WiDME) и вода-в-биодизеле (WiBDME) (табл. 1). В табл. 2 указаны компонентные составы сформированных образцов.

Таблица 1

Свойства WiDME и WiBDME: поверхностное натяжение (σ), плотность (ρ), кинематическая вязкость (ν), динамическая вязкость (μ)

Топливная композиция	σ (мН/м) при 25 °С	ρ ($кг/м^3$) при 25 °С	$\nu \cdot 10^6$ ($мм^2/с$) при 25 °С	$\mu \cdot 10^3$ (мПа·с) при 25 °С
С-1	29,7	902,42	39,89	36
С-2	30	902,75	51,84	46,8
С-3	29,9	910,36	46,14	42
С-4	29,8	892,4	31,33	27,96
С-5	30,9	892,11	32,01	28,56
С-6	29,03	893,13	45,16	40,33

Таблица 2

Компонентный состав исследованных топливных композиций

Топливная композиция	Объемное соотношение		Концентрация эмульгатора (об.%)
	D/FAME	D + FAME/вода	
С-1	90/10	80/20	20
С-2	70/30	80/20	20
С-3	50/50	80/20	20
С-4	90/10	90/10	20
С-5	50/50	80/20	10,45
С-6	100/0	80/20	20

В экспериментах параметр D_0 (диаметр капли до соударения со стенкой) составлял 1,8–2,8 мм. Параметр U_0 (скорость капли до соударения со стенкой) равен ~3 и ~4 м/с. Температура поверхности подложки T_0, с которой сталкивались капли топлива, варьировалась в диапазоне 300–500 °С. При указанных температурах устойчиво реализовывался режим гидродинамического дробления капель топливных микроэмульсий при взаимодействии с подложкой с учетом всех рассматриваемых U_0 и D_0.

При двумерной оценке количественных характеристик гидродинамического дробления установлен вклад изменения скорости движения капель перед взаимодействием с поверхностью подложки U_0. Сделаны выводы об изменении d_s/D_0 в зависимости от числа We и температуры поверхности подложки T_0: при одинаковых значениях T_0 и U_0, а также росте числа We только вследствие увеличения D_0 средний диаметр вторичных фрагментов уменьшается умеренно, в некоторых случаях на 50%; при увеличении We различия в d_s/D_0 при разных T_0

стремятся к некоторому минимальному значению; существенный рост сил инерции (т. е. рост We в 2–2.5 раза) позволяет снижать размер d_s (в рассматриваемом случае в 1,5–2,5 раза).

Установлено влияние изменения скорости взаимодействия капель топливных микроэмульсий на количество формируемых вторичных капель в зависимости от температуры T_0: минимальное увеличение U_0 позволяет в несколько раз повысить значение параметра N; рост T_0 влияет на N достаточно умеренно.

Оценено влияние растительной добавки FAME на изменение среднего диаметра сформированного при гидродинамическом дроблении вторичного фрагмента (рис. 1). При анализе результатов на рисунке можно отметить, что снижение вязкости, достигнутое добавлением минимального количества биодизеля, способствует формированию кратно большего количества тонкодисперсных вторичных фрагментов. При дроблении капель топливных микроэмульсий добавление n-го количества растительной добавки FAME позволяет получить сравнительно большее число вторичных капель с меньшим средним размером, способствуя интенсификации приготовления воздушно-топливной смеси в камере сгорания.

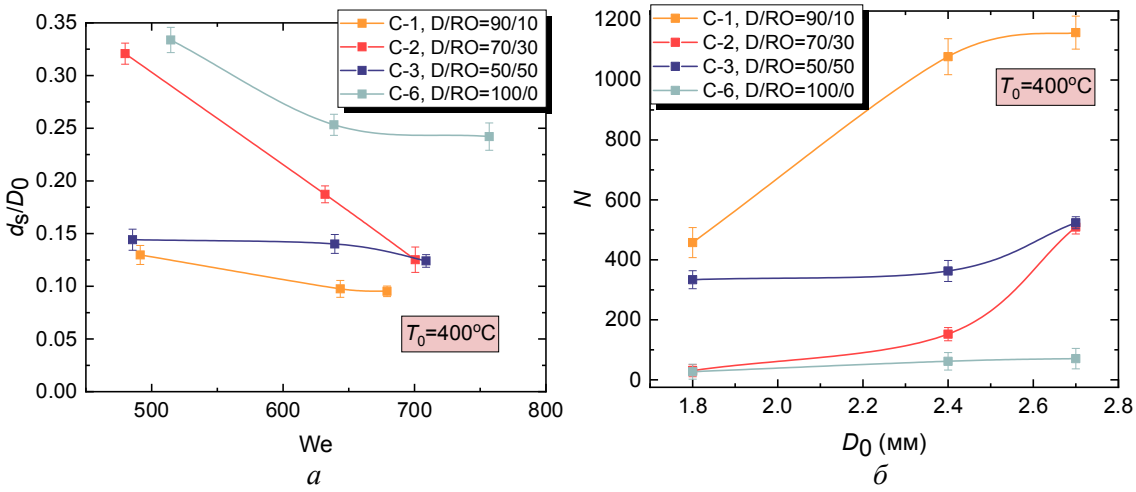


Рис. 1. Влияние добавления растительной добавки FAME в углеводородную фазу микроэмульсий в различных объемных долях на изменение среднего диаметра сформированных фрагментов (*а*) и их количества (*б*)

Выполнено экспериментальное исследование влияния реологических свойств топливных композиций на изменение диаметра растекания капель WiDME и WiBDME в зависимости от времени. Существенное снижение вязкости WiBDME способствует формированию «короны» при взаимодействии со стенкой. Вследствие формирования «короны» капля WiBDME дробиться быстрее, чем капля WiDME при аналогичных параметрах эксперимента. Максимальный диаметр растекания D_{max} капли WiBDME для всех случаев оказывается ниже, чем для капель WiDME. Повышение вязкости приводит к «фингеринг» (образование структур в виде «пальцев» при растекании капли на поверхности) и замедлению формирования вторичных фрагментов. Установленные особенности механизма взаимодействия капель при добавлении биодизеля, допускающего существенное снижение вязкости топливного образца, в значительной мере объясняют различия интегральных количественных характеристик гидродинамического дробления.

Рассмотрено влияние эмульгатора на количественные характеристики гидродинамического дробления в составах С-3 и С-5 с объемной концентрацией γ, равной 20 и 10,45 об.%. Установлено, что при пониженной концентрации эмульгатора в микроэмульсии ее капли дробятся при взаимодействии с подложкой на более мелкие фрагменты. Увеличение доли эмульгатора в топливной микроэмульсии негативно сказывается на интегральных количественных характеристиках дробления. Выявлено, что при We > 600 капли даже высоковязких

жидкостных составов интенсивно измельчаются с образованием облака вторичных капель. Может быть обеспечен рост отношения S_1/S_0 до 5–13 раз (рис. 2).

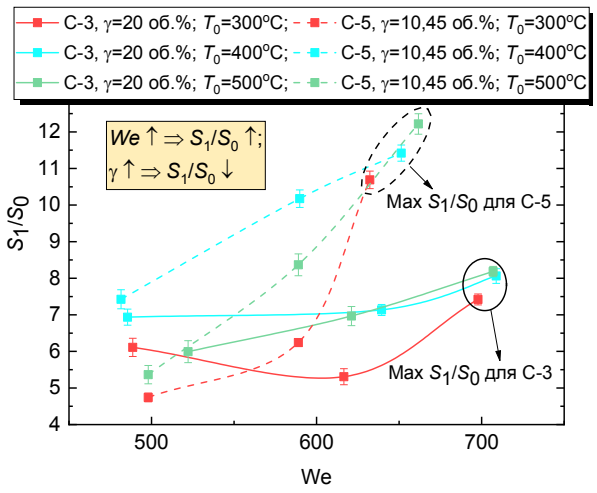
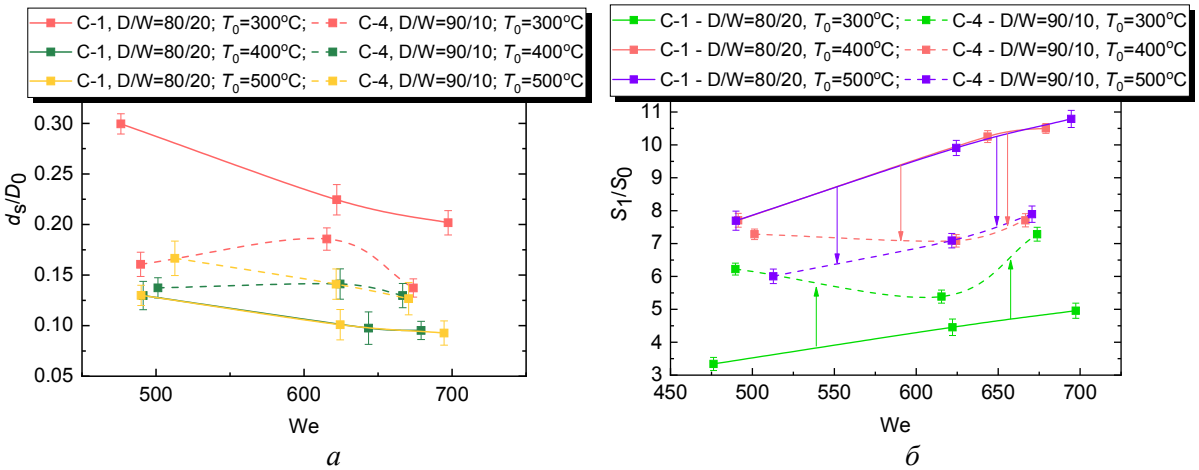


Рис. 2. Влияние изменения концентрации эмульгатора в WiBDME на площадь поверхности испарения топлива при различных температурах поверхности нагрева

Установлено определяющее влияние температуры нагрева подложки и концентрации воды в составе капель микроэмульсий на режимы и последствия взаимодействия с разогретой стенкой. Рост температуры в диапазоне от 300 до 500 °C приводит к реализации сценариев дробления капель при различных режимах теплообмена, в целом способствуя заметному изменению интегральных количественных характеристик гидродинамического дробления капель биодизельных микроэмульсионных топлив. При повышении концентрации воды от 8 до 16 об.% отличие среднего диаметра вторичного фрагмента при температурах 300–500 °C составляет более 50% (рис. 3, *а*). При этом общая площадь вторичных капель, сформированных вследствие дробления, увеличивается более чем в 10 раз (рис. 3, *б*).



а *б*

Рис. 3. Влияние изменения количества воды в составе WiBDME на количественные характеристики гидродинамического дробления капель такого топлива (средний диаметр сформированных после гидродинамического дробления фрагментов (*а*) и площадь поверхности испарения топлива (*б*) при различных температурах поверхности нагрева)

Сравнение интегральных характеристик гидродинамического дробления капель биодизельных микроэмульсионных топлив при использовании двумерной и пространственной регистрации последствий процесса показало, что при пространственной регистрации параметр d_s/D_0 ниже в среднем на 24,5%, а параметр S_1/S_0 на 28,5% выше.

Обозначения

d_s – средний диаметр сформировавшихся в процессе гидродинамического дробления топливных микроэмульсий вторичных капель, мм; N – количество вторичных капель; S_1 – суммарная площадь поверхности испарения вторичных капель, мм^2; S_0 – начальная площадь поверхности взаимодействующей капли, мм^2; We – число Вебера.

Литература

1. Tang C., Qin M., Weng X., Zhang P., Li J. and Huang Z. Dynamics of droplet impact on solid surface with different roughness // Int. J. Multiph. Flow. 2017. Vol. 96. P. 56–69.

2. Breitenbach J., Kissing J., Roisman I. V. and Tropea C. Characterization of secondary droplets during thermal atomization regime // Exp. Therm. Fluid Sci. 2018. Vol. 98. P. 516–522.

3. Roisman I. V., Breitenbach J. and Tropea C. Thermal atomisation of a liquid drop after impact onto a hot substrate // J. Fluid Mech. 2018. Vol. 842. P. 87–101.

УДК 669.162

ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОПЕРЕНОСА ПРИ ПОДАВЛЕНИИ ВЫБРОСОВ ПЫЛИ АЗОТНО-ВОДНЫМ АЭРОЗОЛЕМ В МЕТАЛЛУРГИЧЕСКОМ ПРОИЗВОДСТВЕ

В. В. Бодряга[1], В. А. Кравец[2], В. В. Белоусов[1], Ф. В. Недопекин[1], В. И. Бондаренко[1]

[1]Донецкий национальный университет, г. Донецк, Украина
[2]Донбасская академия строительства и архитектуры, г. Макеевка, Украина

Введение. Металлургическое производство является одним из самых крупных загрязнителей воздушной среды. Значительное количество пыли выделяется при переливах чугуна. Так, при каждом переливе в пыль переходит 0,02–0,05% от массы переливаемого металла. Каждая порция жидкого чугуна на пути от домны к сталеплавильному агрегату переливается 3–4 раза. Общие потери металла при этом достигают 0,2%. Выделяющаяся пыль загрязняет окружающую среду и резко ухудшает санитарное состояние на рабочих местах [1, 2].

Для борьбы с выбросами применяются системы отвода запыленных газов с их последующей очисткой. Очистка отведенного потока газов от пыли осуществляется на большинстве заводов одноступенчато в циклонах ЦН-15, которые на 99% улавливают графитную пыль, а бурый дым – основной компонент выбросов – ими практически не улавливается и выбрасывается в атмосферу. Для улавливания бурого дыма требуется вторая ступень газоочистки, в качестве которой используются электрофильтры или тканевые рукавные фильтры.

Непосредственной причиной образования бурого дыма является взаимодействие мелких капель чугуна с кислородом газовой фазы. Исследования показали, что основным источником поступления кислорода в зону брызгообразования, является струя чугуна. Эффективным инструментом подавления бурого дыма является технология с применением подачи нейтрального газа на струю чугуна.

Кислородные цеха большинства металлургических заводов оборудованы маломощными компрессорами, обеспечивающими расход азота до 5000 м^3/ч, что соответствует 20–25% азота, вырабатываемого блоками разделения воздуха. В связи с этим, представляют практический интерес исследования процесса образования бурого дыма и разработка технологических приёмов снижения его выбросов.

Процессы теплопереноса в капле воды при подавлении бурого дыма азотно-водным аэрозолем. Эффективность подавления бурого дыма повысится, если в газообразный азот добавлять небольшое количество воды. Это позволит достичь более высокой степени пылеподавления при меньших расходах азота. При использовании водно-аэрозольного метода необходимо знать оптимальный диаметр капли воды. Если капля будет слишком мала, то она испариться намного раньше, чем долетит до струи металла, сильно уменьшая, таким образом, эффективность пылеподавления. А если капля будет слишком велика, то на струю металла попадет вода, что может привести к аварии.

Сопло для подачи аэрозоля располагают на высоте h от верхней кромки ковша. Рассмотрим отдельную каплю в потоке воды. Температура окружающего воздуха $T_{ср}$ = 423–473 К. Начальная температура капли T_0 = 293 К. Пока капля летит к струе чугуна, она нагревается и испаряется. Будем считать, что пока капля не нагрета до 373 К, испарение не происходит, а как только температура капли повысится до этой температуры, капля испарится. Необходимо найти такой диаметр капли, чтобы за время полета к струе металла она успела испариться.

Для решения этой задачи воспользуемся уравнением теплового баланса капли. Так как предполагается, что капля испаряется мгновенно при достижении 373 К.

Тогда уравнение теплового баланса имеет следующий вид:

$$\alpha_в \left(T_{ср} - T_к\right) \frac{m_к c_в}{F_к} = \frac{dT_к}{d\tau}, \tag{1}$$

где $c_в$ – теплоемкость воды; $F_к$ – площадь поверхности капли; $m_к$ – масса капли; τ – время разогрева; $\alpha_в$ – коэффициент теплообмена воды.

Проинтегрируем по T от 293 до 373 К и по времени от 0 до $\tau_{исп}$ и выразим время испарения:

$$\tau_{исп} = \left(l^{80/\left(T_{ср}-T_0\right)} - 1\right) \frac{m_к c_в}{\alpha_в F_к}. \tag{2}$$

Входящие в данное выражение масса $m_к$ и площадь поверхности $F_к$ капли являются функциями ее диаметра d, как и коэффициент теплоотдачи $\alpha_в$.

Для определения коэффициента теплоотдачи капли $\alpha_в$ выразим его через безразмерный параметр подобия Nu – тепловое число Нуссельта:

$$\alpha_в = \lambda \mathrm{Nu}/d, \tag{3}$$

где λ – коэффициент теплопроводности воздуха; d – диаметр капли.

Для расчета Nu воспользуемся эмпирической формулой для случая обтекания сферических частиц турбулентным потоком [3]:

$$\mathrm{Nu} = 2 + 0,03 \cdot \mathrm{Pr}^{0,33}\, \mathrm{Re}^{0,54} + 0,35 \cdot \mathrm{Pr}^{0,35}\, \mathrm{Re}^{0,58}, \tag{4}$$

где $\mathrm{Pr} = \nu/a$ – число Прандтля; $a = \lambda/\rho C_p$ – коэффициент температуропроводности; C_p – теплоемкость воздуха при постоянном давлении; ρ – плотность воздуха при нормальных условиях; $\mathrm{Re} = V_0 d/\nu$ – число Рейнольдса; V_0 – скорость струи азота при подаче его в ковш.

Полученная система уравнений позволяет связать время испарения капли воды и ее диаметр. С другой стороны, как уже отмечалось, значение $\tau_{исп}$ должно совпадать со временем движения капли от сопла до струи металла:

$$\tau_{дв} = SV_0, \tag{5}$$

где V_0 – скорость истечения азотно-водного аэрозоля из сопла; S – расстояние от сопла до струи металла.

Подставляя значения геометрических и теплофизических параметров в зависимости (2) и (5), получаем возможность определить оптимальный диаметр распыления воды для конкретных технологических условий.

Зная расстояние от сопла до струи металла, получаем, что время полета капли воды в азотно-водном аэрозоле 0,0447 с и, сравнивая это значение с полученными данными, отсюда имеем, что рациональный диаметр капли воды равен 150 мкм.

Степень пылеподавления азотно-водным аэрозолем. Рассчитаем теперь эффект пылеподавления при подаче в ковш азотно-водного аэрозоля. Для оценки эффективности пылеподавления используется критерий, называемый степенью пылеподавления и определяемый следующим образом:

$$\varepsilon = 1 - z/z_0 , \tag{6}$$

где z_0, z – концентрация пыли при наполнении ковша чугуном без пылеподавления и с пылеподавлением соответственно, кг/м^3 [3].

Согласно схеме образования бурого дыма, испарение происходит с поверхности капель чугуна, размер которых меньше критического [4]. Таким образом, для оценки степени пылеподавления необходимо исследовать механизм взаимодействия капель чугуна с кислородом газовой фазы и эволюционный процесс от капель к бурому дыму.

При применении водно-аэрозольного метода, часть газовой фазы будет водяной пар. Объем, занимаемый паром, определим из закона Менделеева–Клапейрона.

Расход аэрозоля рассчитываем по следующей формуле:

$$Q_{аэр} = Q\left(1 + \frac{RT}{pM} m_в\right) = Q\left(1 + \chi\left(p, m\right) m_в\right), \tag{7}$$

где $m_в$ – масса воды в аэрозоле.

Считая, что воздух в ковше нагревается до температуры 473 К. Окончательно получим формулу степени пылеподавления бурого дыма азотно-водным аэрозолем:

$$\varepsilon = 1 - \sqrt{\frac{27,6}{27,6 - Q\left(1 + 2,16 m_в\right)}} \exp\left(21,6 - \frac{595,9}{27,6 - Q\left(1 + 2,16 m_в\right)}\right). \tag{8}$$

Рассмотрим случаи, когда вместе с азотом в ковш подается вода из расчета 0,2 кг/м^3 азота, 0,4 кг/м^3 азота и 0,6 кг/м^3. Данные расчета (8) приведены в таблице.

Расчет степени дымоподавления

Q, м^3/с	ε, %			
	Без воды	С водой		
		0,2 кг/м^3 азота	0,4 кг/м^3 азота	0,6 кг/м^3 азота
0,5	31,60	42,45	51,71	59,60
1	54,33	68,19	78,12	85,14
1,5	69,99	83,00	90,66	95,03
2	80,60	91,25	96,27	98,51
2,5	87,68	95,67	98,62	99,61
3	92,32	97,95	99,53	99,91
3,5	95,30	99,07	99,86	99,98

Добавляя к азоту воду, можно повысить степень пылеподавления, либо, сохраняя ε постоянным, существенно снизить расход азота. Так, например, при расходе азота Q = = 3,5 м^3/с без добавления воды ε = 95,3%. Добавляя к каждому кубическому метру азота всего 0,6 кг воды можно добиться той же степени пылеподавления при расходе 1,5 м^3/с.

Выводы.

1. Рассчитан рациональный диаметр распыления воды в азотно-водном аэрозоле при переливах чугуна из миксера в ковш.
2. Рассчитана степень пылеподавления азотно-водным аэрозолем при рациональных расходах азота и тонко распыленной воды
3. Внедрение технологии подавления азотно-водным аэрозолем позволит снизить расход нейтрального газа в условиях недостаточного производства азота блоками разделения воздуха, повышению эффективности пылеподавления на металлургических предприятиях.

Литература

1. Бодряга В. В. и др. Экспериментальное исследование параметров выбросов при сливе чугуна из миксера в ковш на МК «Азовсталь» // КРИС-2019. Ижевск: «Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН», 2019. С. 114–117.
2. Бодряга В. В. и др. Подавление бурого дыма при переливах чугуна из емкости в емкость // Проблемы экологии и техногенно-экологической безопасности / Под ред. А. Б. Ступина. Донецк: ДонНУ, 2010. Гл. 4. С. 106–139.
3. Кравец В. А. Снижение интенсивности процесса образования бурого дыма путём подачи нейтрального газа при наполнении ковша жидким чугуном: дис. … канд. техн. наук. – Мариуполь: Мариупольский металлургический институт, 1989.
4. Недопекин Ф. В., Кравец В. А., Бодряга В. В. и др. Процессы тепломассопереноса в каплях чугуна при образовании бурого дыма // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 10–13 сентября 2012 г. Минск, 2012. Т. 2, Ч. 1. С. 115–119.

УДК 536.244

ОЦЕНКА СКОРОСТИ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ ЧИСТОЙ ВОДЫ С ДОБАВЛЕНИЕМ НАНОЧАСТИЦ SiO_2

Е. М. Бочкарева, Н. Б. Миськив, А. Д. Назаров, В. В. Терехов, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Изучение процессов испарения жидких капель, состоящих как из многокомпонентных смесей, так и содержащих взвешенные включения твердых частиц, имеет большое значение при проектировании различных энергетических устройств [1, 2]. Процессы испарения и горения капель жидкости являются определяющими в охлаждении жидкой фазы в градирнях и сильно нагретых поверхностей энергетических установок. Испарение и горение капель является определяющим в камерах сгорания жидкостных реактивных двигателей и двигателей внутреннего сгорания, при сжигании мазута [3, 4], в химических технологиях, при нанесении

красок и покрытий, в производстве новых материалов [5]. В последние годы наблюдается значительный рост интереса к этой теме в аграрной промышленности, в борьбе с пожарами, медицине, биологии.

Большое место в исследованиях испарения капель жидкостей занимают исследования испарения капель нанодисперсных жидкостей. Так наножидкости демонстрируют новые тепловые явления переноса в сравнении с чистыми жидкостями и суспензиями с макрочастицами. К таким явлениям относятся: увеличение теплопроводности при добавлении в жидкость наночастиц; нелинейность теплопроводности наножидкости от температуры, концентрации и размера наночастиц; увеличение критического теплового потока при кипении и т. д. Это говорит о том, что исследование теплофизических свойств наножидкости представляет большой фундаментальный и практический интерес. В испарительных процессах и процессах горения капель наножидкости также идет поиск новых эффектов.

Анализ публикаций последних лет показывает, что работ, посвященных испарению капель наножидкости значительно меньше, в сравнении с исследованиями испарения капель чистых жидкостей и бинарных смесей, состоящих из чистых жидкостей. Из работ по исследованию капель с наножидкостью больше публикаций по испарению капли с поверхности, чем подвешенной капли.

Из изученных работ следует, что испарение капель наножидкости, как правило, отклоняется от линейного закона d^2, справедливого для испарения капель чистых жидкостей. Авторы объясняют этот эффект повышением концентрации наночастиц на поверхности капли или на границе раздела наножидкость–подложка (для капли на подложке), что уменьшает эффективную площадь жидкости для испарения. Начальная концентрация наночастиц увеличивает скорость испарения при одних условиях, при других – не вызывает эффекта или замедляет процесс испарения. Это указывает на оптимальную начальную концентрацию наночастиц в базовой жидкости для определенных условий испарения капли. Начальная концентрация и внешние условия испарения влияют на эволюцию размера капли наножидкости, скорость испарения перед образованием оболочки и ее структуру.

В настоящей работе приводятся экспериментальные данные скорости испарения и температуры поверхности подвешенных капель дистиллированной воды и дистиллированной воды с добавлением наночастиц диоксида кремния при испарении в воздушном потоке с малой скоростью обдува. Измерения проведены при малых числах Рейнольдса, рассчитанных по относительной скорости обтекания $\mathrm{Re} < 10$. Проведено сравнение скорости испарения подвешенных капель дистиллированной воды и наножидкости.

В качестве рабочих жидкостей использовались вода и наножидкость с массовой концентрацией наночастиц диоксида кремния (SiO_2) 0.1%. Для приготовления наножидкости применялись наночастицы SiO_2, чистота 99.95%, S-типа, сферической формы, средний диаметр 12 нм, удельная площадь поверхности 165–195 м^2/г (NANOGRAFI Co. Ltd.). Наножидкость получена массовой концентрацией путем добавления 0.1% частиц в дистиллированную воду по технологии аналогичной [6]. Смесь сначала перемешивалась механическим гомогенизатором в течение 60 мин при ~1000 об/мин. Затем помещалась в ультразвуковой прибор (VGT-200), мощность ~50 Вт. Продолжительность ультразвукового перемешивания определялась параметрическим исследованием наножидкости.

В настоящей работе изучалась скорость испарения капель воды и наножидкости диаметром d_0 = 1.6–2 мм в потоке воздуха с постоянной температурой T_{0g} = 24–25 °C и скоростью u_0 = 0.1 м/с, относительная влажность воздушного потока составляла φ = 15–16%. Начальная температура исследуемых капель T_{0liq} была равна температуре окружающей среды. Эксперименты проводились при внешнем давлении P = 1 атм. Для поддержки капель использовалась державка диаметром 0.1 мм. Начальные условия экспериментальных исследований приведены в таблице.

Экспериментальные условия (P = 1 атм, u_0 = 0.1 м/с)

Номер эксперимента	Жидкость	T_{0g}, °C	φ, %
1	Вода	24	16
2	Вода	24	15.5
3	Наножидкость	25	15
4	Наножидкость	25	15

Для капель, подвешенных в неподвижном или слабоподвижном воздухе (Re < 10), результаты измерений принято обобщать с использованием закона d^2. Опытные данные, обработанные в таком представлении демонстрируются на рис. 1. Отметим линейный характер изменения данных для чистой воды, соответствующий квадратичному закону d^2. Здесь же показано отклонение динамики испарения капель наножидкости от линейного закона. Закон изменения диаметра капли при испарении состоит из двух участков, каждый из которых можно аппроксимировать прямыми линиями с разным углом наклона. Уменьшение диаметра капель наножидкости происходит медленнее в сравнении с каплями воды. На начальном участке закон изменения диаметра капли наножидкости совпадает с законом испарения капли базовой жидкости. Далее закон изменения испарения капли меняется.

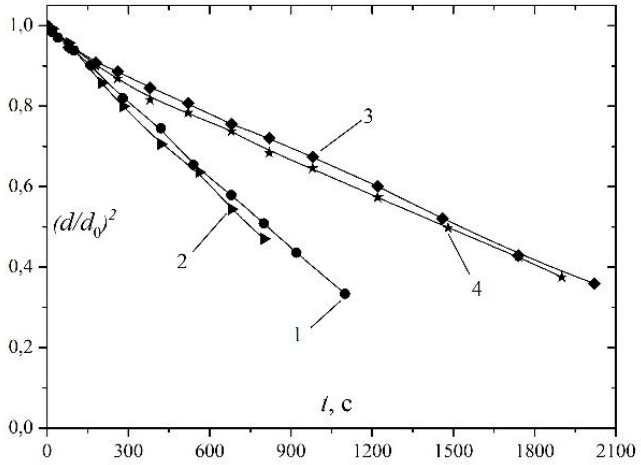


Рис. 1. Изменение относительного диаметра капли $(d/d_0)^2$ со временем t: 1 – капля воды с начальными параметрами: диаметр d_0 = = 1.69 мм, температура T_{0liq} = T_{0g} = 24 °C; 2 – капля воды: d_0 = 1.62 мм, T_{0liq} = T_{0g} = 24 °C; 3 – капля наножидкости d_0 = 1.95 мм, T_{0liq} = = T_{0g} = 25 °C; 4 – капля наножидкости d_0 = = 2.04 мм, T_{0liq} = T_{0g} = 25 °C

На рис. 2 приведено сравнение экспериментальных данных динамики температуры поверхности капель воды и наножидкости при испарении в слабоподвижной среде. Температура капли воды в начале процесса испарения, достигнув температуры насыщения, остается почти неизменной на протяжении всего периода наблюдения. Такое поведение температуры поверхности капель характерно для чистых жидкостей. Кривая температуры поверхности капель наножидкости скорее характерна для растворов, состоящих из смеси двух чистых жидкостей с разной степенью летучести компонент [7]. Температура поверхности капель таких жидкостей имеет переход от участка температуры близкому по значению с более низкой температурой насыщения к участку температуры насыщения другой компоненты.

В результате анализа экспериментальных данных можно сказать, что, находясь в одинаковых условиях, капли суспензии с массовой концентрацией 0.1% наночастиц диоксида кремния (SiO_2) в дистиллированную воду испаряются медленнее по сравнению с каплями базовой жидкости. Закон изменения диаметра капель наножидкости при испарении в слабоподвижной среде с обдувом воздушным потоком имеет отклонение от линейного закона d^2. Зависимость $(d/d_0)^2 = f(t)$ капель наножидкости имеет два участка, которые можно аппроксимировать прямыми с разным углом наклона. Временной интервал, в течение которого происходит изменение наклона прямых линий, совпадает с временным отрезком смены температуры поверхности капли к более высокой температуре. Температурный переход поверхности

капли большего диаметра имеет более длительный интервал времени и наблюдается большее отклонение от линейного закона зависимости $(d/d_0)^2 = f(t)$. В этих условиях также наблюдается изменение температуры поверхности капли похожее на поведение температуры поверхности капли бинарной смеси, состоящей из двух чистых жидкостей с разной температурой насыщения.

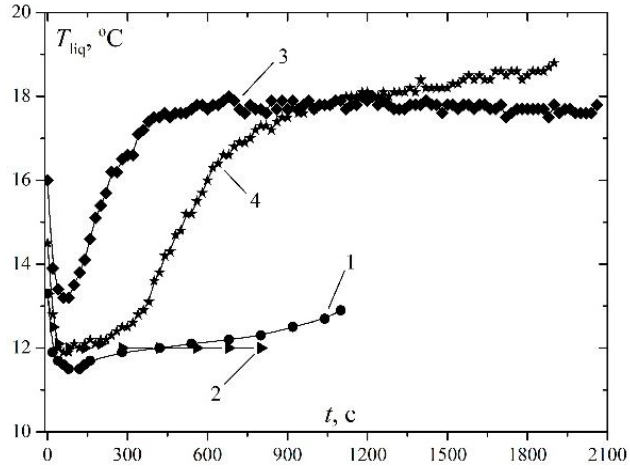


Рис. 2. Динамика температуры поверхности капель T_s: 1 – капля воды с начальными параметрами: диаметр d_0 = 1.69 мм, температура $T_{0liq} = T_{0g}$ = 24 °C; 2 – капля воды: d_0 = 1.62 мм, $T_{0liq} = T_{0g}$ = 24 °C; 3 – капля наножидкости d_0 = 1.95 мм, $T_{0liq} = T_{0g}$ = 25 °C; 4 – капля наножидкости d_0 = 2.04 мм, $T_{0liq} = T_{0g}$ = 25 °C

Обнаруженный эффект в поведении температуры поверхности, прослеживающийся при испарении капель наножидкости является неожиданным. При изучении литературы был найден источник [7], где приводятся графики изменения температуры поверхности капли, имеющие схожий характер.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20–58–10003).

Обозначения

d – диаметр, мм; P – давление, атм; T – температура, °C; t – время, с; u – скорость воздушного потока, м/с; φ – относительная влажность воздуха, %. Индексы: g – газ; liq – жидкость; 0 – начальные условия.

Литература

1. Sazhin S. S. Advanced models of fuel droplet heating and evaporation // Progress Energy and Combustion Science. 2006. Vol. 32. P. 162–214.

2. Lage P. L. C., Rangel R. H., Hackenberg C. M. Multicomponent heat and mass transfer for flow over a droplet // Int. J. Heat Mass Transfer. 1993. Vol. 34. P. 3573–3581.

3. Castanet G., Perrin L., Caballina O., et al. Evaporation of closely-spaced interacting droplets arranged in a single row // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 93. P. 788–802.

4. Sazhin S. S. Modeling of fuel droplet heating and evaporation: Recent results and unsolved problems // Fuel. 2017. Vol. 196. P. 69–101.

5. Claire K. Wemp, Van P. Carey. Heat transport for evaporating droplets on superhydrophilic, thin, nanoporous layers // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. Vol. 132. P. 34–51.

6. Wei Y., Deng W., Chen R.-H. Effects of insoluble nano-particles on nanofluid droplet evaporation // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 97. P. 725–734.

7. Kuznetsov G. V., Piskunov M. V., Strizhak P. A. How to improve efficiency of using water when extinguishing fires through the explosive breakup of drops in a flame: Laboratory and field tests // Int. J. of Thermal Sciences. 2017. Vol. 121. P. 398–409.

УДК 66.047:66.021.3/4:66.086

ГИБРИДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ТРАНСПОРТИРОВКИ И ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В СИСТЕМАХ С НАНО-, МИКРО- И МАКРОЭЛЕМЕНТАМИ

О. Г. Бурдо, А. В. Гаврилов, И. В. Сиротюк, И. И. Яровой

Одесская национальная академия пищевых технологий, г. Одесса, Украина

Принятую классификацию процессов: механические, гидродинамические, тепловые и массообменные предлагается дополнить гибридными процессами, результат которых определяется суммарным действием нескольких движущих сил. В докладе рассматривается комбинированное действие гидродинамических, тепловых и диффузионных движущих сил, согласованное действие которых способно решать проблемные вопросы обработки сырья, в первую очередь пищевого. Пищевое сырье специфично. Оно состоит из элементов наномасштабного размера [1, 2]. Именно на эти объекты направлены пищевые технологии. Эти объекты, обладая большим диффузионным сопротивлением, определяют, как правило, энергоемкость технологии, степень использования сырья и сохранность его пищевого потенциала. По этой причине с отходами теряется до 15–20% целевых компонентов, которые находятся в микро- и нанокапиллярах и не извлекаются традиционными технологиями.

В докладе формулируется парадигма возможности использования специфики пищевого сырья для организации адресного подвода энергии (АДЭ) к отдельным компонентам, что реализуется согласованием электрофизических свойств сырья и возможностями электромагнитного поля – источника энергии. В результате появляется возможность управлять гидродинамическим потоком из микро- и наномасштабных объектов сырья. Причем возможно управлять не только мощностью этого потока, но и его структурой. На основе этой концепции формулируются гипотезы (табл. 1).

Таблица 1

Энерготехнологические парадоксы пищевых производств

Задача	Традиционные решения	Гипотезы
Инактивация микроорганизмов	Энергия подводится ко всему объему продукта и горячим продуктом пастеризуется	Возможности АДЭ непосредственно к микроорганизму
Сушка сырья	Энергия подводится к промежуточному потоку, который переводит влагу в пар	Возможности АДЭ непосредственно к влаге в объеме продукта
Сушка сырья	Вся удаляемая влага продукта переводится в паровую фазу	Возможности удаления влаги в виде двухфазного потока
Извлечение целевых компонентов	Растворение компонента экстрагентом и диффузия его в экстракт	Возможности переноса нерастворимых компонентов из межклеточного пространства и клеток

Рассмотрим процесс тепломассопереноса с позиций классического уравнения Фика:

$$\frac{dC}{d\tau} = D\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial C}{\partial x} w_X . \qquad (1)$$

Первое слагаемое в (1) – это вялый процесс, воздействовать на который в условиях микро- и наномасштабных структур не удается. Авторы поставили задачу активизировать возможно-

сти второго слагаемого и организовать транспорт компонентов из капилляров за счет гидродинамической движущей силы, увеличить скорость потока (w_x). Эта движущая сила определяется разностью давлений внутри капилляра и в среде. Но классическое уравнение гидравлики дополняется гидравлическим сопротивлением микроканала, диаметром (d), вызванного силами поверхностного сопротивления (σ):

$$\Delta P = \frac{\rho w^2}{2}\left[\frac{\lambda l}{d} + \sum \xi\right] + \rho g l + \frac{\sigma}{d}. \tag{2}$$

Запустить процесс транспортировки содержимого капилляров предложено с помощью электромагнитных источников энергии. Их влияние в уравнении энергии отражается как действие внутренних распределенных источников мощностью (N) в объеме (V):

$$\frac{\partial t_1}{\partial \tau} = a_1\left(\frac{\partial^2 t_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial t_1}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 t_1}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t_1}{\partial z^2}\right) + \frac{N\eta}{V_1 c_{1V}\rho_1}. \tag{3}$$

Индекс (1) в соотношении (3) относится к раствору в капилляре. Энергия поля избирательно поглощается полярными молекулами раствора. Максимального значения температура достигнет в глубине капилляра там, где термическое сопротивление к среде максимально. Такое точечное повышение температуры приведет к локальному образованию паровой фазы, резкому росту давления в глубине капилляра, инициирует гибридный поток, который и выбрасывает содержимое через открытый в среду срез капилляра. Это механодиффузия [1]. Частота выбросов и число функционирующих капилляров растет с ростом N – мощности излучения. Поток массы j_b определяется эффективным специфичным коэффициентом массоотдачи β_P и разностью давлений в капилляре $P_К$ и в потоке $P_Э$.

Гибридный поток j_b создается мощной гидродинамической движущей силой, он турбулизирует пограничный слой, и может быть на несколько порядков больше классического диффузионного потока j_d. Отразить в классических уравнениях массопереноса влияние этого потока проблематично. На основе принципов теории подобия предложен новый безразмерный комплекс – число энергетического действия Bu [3], которое учитывает влияние электромагнитного поля (число Бурдо).

До определенных значений числа Bu имеют место ламинарные режимы движения жидкости в капиллярных каналах твердой фазы. Число Bu может показывать условия перехода к более интенсивному массопереносу, который логично назвать режимом турбулентной бародиффузии [3]. В общем виде число энергетического действия характеризует соотношение расходов энергии инновационной технологии (Q) и базового варианта (традиционной технологии): $Bu = Q/Q_0$. Для анализируемых процессов методами теории подобия определены структуры моделей в обобщенных переменных и соотношения для расчета числа Bu (табл. 2) (N – мощность излучения; V – объемный расход удаляемой влаги; r – скрытая теплота фазового перехода; d – определяющий размер; ρ – плотность).

Таблица 2

Расчетные модели

Процесс	Число Bu	Модель процесса
Активация и инактивация микроорганизмов	$Bu = N(\zeta V C_p \Delta t \rho)^{-1}$	$Fo = A\mathrm{Re}^n \mathrm{Pr}^m \mathrm{Bu}^k$
Экстрагирование	$Bu = N(rwd^2\rho)^{-1}$	$Sh = A\mathrm{Re}^n \mathrm{Sc}^m \mathrm{Bu}^k$
Сушка	$Bu = N(rV\rho)^{-1}$	$Sh = A\mathrm{Re}^n \mathrm{Sc}^m \mathrm{Pe}^p \mathrm{Bu}^k$
Выпарка	$Bu = N(rV\rho)^{-1}$	$Bu = AR^n P^q$

В докладе приведена классификация режимов потока из микро- и нанокапиллярной структуры (рис. 1). Во-первых, это ламинарная бародиффузия, которая интенсифицирует внутридиффузионный массоперенос. Влага доставляется из объема сырья на поверхность фазового контакта не только классическим диффузионным потоком (диффузионное сопротивление в стесненных условиях капилляра **Rc**), но и бародиффузионным потоком (гидравлическое сопротивление **Rb**). Во-вторых, это турбулентная бародиффузия, которая интенсифицирует и внутри – и внешнедиффузионный массоперенос. В среду выносятся два потока: традиционный (**Jd**) и гидродинамический (**Jb**). В-третьих, это специфичный гибридный поток, который переносит и растворимые, и нерастворимые экстрагентом компоненты (авторы его назвали «механодиффузия» [1, 3]).

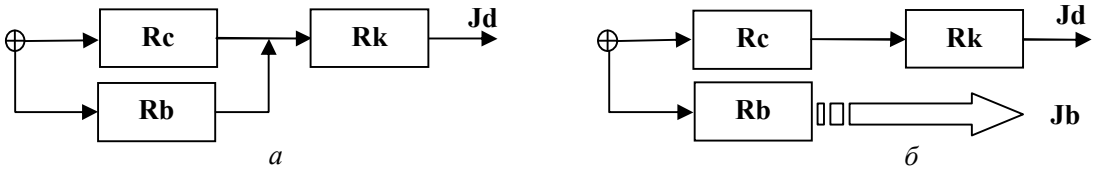


Рис. 1. Схемы транспортных процессов при бародиффузии: *а* – ламинарная; *б* – турбулентная

Анализ результатов комплексных экспериментальных исследований позволяет сделать ряд выводов.

1. Факт существования специфического гидродинамического потока из капиллярных каналов доказан видеосъемкой.

2. Центры парообразования формируются в глубине капилляров, что подтверждает сформулированную гипотезу. В первую очередь формируются центры парообразования в капиллярах, которые ближе к источнику энергии.

3. Процессом формирования бародиффузионного потока и его мощностью можно управлять. Факторами управления являются мощность и направление электромагнитного излучения при их согласовании со структурой сырья.

Вместе с тем, видеосъемка свидетельствует об отличии характера потока от классической бародиффузии. Высокая концентрация электромагнитной энергии практически в точке объема капилляра приводит к фазовому переходу, стремительному росту объема паровой фазы, мгновенному изменению гидродинамической ситуации в капилляре. В результате – взрывной выброс содержимого капилляра, а если объектом рассматривается клетка – то к разрыву ее оболочки и выброса содержимого клетки. В докладе представлены результаты комплексных экспериментальных исследований кинетики и энергетики процессов тепломассопереноса при экстрагировании и сушке. Результаты исследований представлены в виде уравнений в обобщенных переменных.

Для наноиндустрии разработан новый класс тепломассообменного оборудования – электродинамические аппараты. Приводятся результаты стендовых испытаний электродинамических экстракторов и сушилок. Авторы получили уникальные результаты по интенсификации тепломассопереноса в разы и, даже, на порядки [3]. Полученные результаты объясняются тем, что при инициировании гибридных процессов с воздействием импульсного электромагнитного поля инициируется поток из капилляров и нанокапилляров [3]. Важное преимущество электродинамических экстракторов – возможность получения полиэкстрактов [1].

В докладе представлены результаты исследований электродинамических вакуум-выпарных аппаратов. Показано, что проведение процесса обезвоживания при ГУ 2-го рода (в отличие от 1-го и 3-го рода в традиционных аппаратах) предопределяет преимущества: возможность получения высококонцентрированных растворов. В инновационных аппаратах нет классической теплопередачи, нет проблемы пограничного слоя. Непосредственный, адресный подвод энергии к жидкой фазе сырья дает возможность получения в аппарате твердой

фазы. Это принципиально новые возможности процесса обезвоживания. Скорость выпаривания (рис. 2) при постоянной мощности поля зависит только от типа растворителя. Видно, что скорость влагоизвлечения в спиртосодержащих системах в 2–2,5 раза выше, чем в водорастворимых, а в растворах на основе ацетона – в 5 раз. Давление в системе не превышало 10 кПа, что обеспечивает процесс выпаривания при относительно низкой температуре (20–45 °С). Конечная концентрация сухих веществ доходит до 80–95%, что на 20–25% выше, чем в традиционных установках.

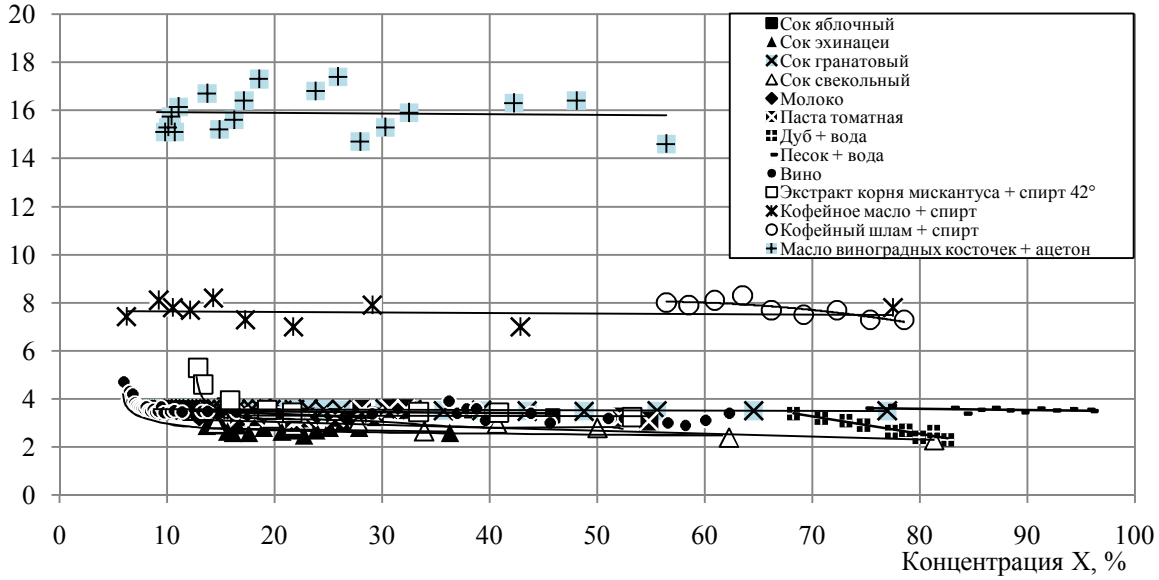


Рис. 2. Зависимость скорости выпаривания от концентрации сухих веществ, для различных систем

В результате обработки всей базы экспериментальных точек получено критериальное уравнение, которое устанавливает зависимость числа энергетического действия (Bu) от безразмерного давления ($P = P_i/P_0$) и безразмерной теплоты фазового перехода ($R = R_i/R_0$):

$$\mathrm{Bu} = 1,73 \cdot P^{0,07} R^{-0,2}. \qquad (4)$$

В качестве базовых значений принято P_0 = 10кПа; R_0 = 525 Дж/кг.

По результатам стендовых испытаний сделаны выводы:

1. Показана технологическая целесообразность перехода от классической теплопередачи (ГУ 3-го рода) к источникам объемного подвода энергии (ГУ 2-го рода), которые не формируют традиционный пограничный слой. Данный инновационный метод позволяет получить качественный продукт с концентрацией сухих веществ до 95%.

2. Технологии адресной доставки энергии при сушке и экстрагировании отличаются ресурсоэнергоэффективностью, обеспечивают высокую сохранность потенциала сырья.

Литература

1. Бурдо О. Г., Бандура В. Н., Яровой И. И. Механодиффузионный эффект – новое явление в тепломассопереносе // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2016. Т. 2. С. 224–228.

2. Burdo O. G. Nanoscale effects in food-production technologies // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2005. Vol. 78, Issue 1. P. 90–96.

3. Бурдо О. Г. Пищевые наноэнерготехнологии. Херсон, 2013. – 294 с.

УДК 579.6:582.26

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВЗРЫВНОГО РОСТА ПОПУЛЯЦИИ МИКРООРГАНИЗМОВ В БИОЛОГИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДЕ ПРИ СЛУЧАЙНОЙ МИГРАЦИИ

И. В. Деревич, А. А. Панова

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

В работе исследуется аномальное поведение систем с взрывным характером поведения в случайной среде. Моделируется рост популяции микроорганизмов в результате их миграции в замкнутую область с благоприятными условиями для размножения. Предложенная модель может быть использована для описания процесса передачи инфекционных заболеваний в результате случайных контактов между индивидами.

Внутрь области микроорганизмы поступают за счет диффузии, на границе области задается условие массообмена (рис. 1). В результате осреднения по объему области получено уравнение для средней концентрации микроорганизмов

$$\frac{\mathrm{d}X(t)}{\mathrm{d}t} = \alpha X(t)\left[\frac{X(t)}{X_{\mathrm{cr}}} - 1\right] + \frac{Y(t) - X(t)}{T_E}, \quad X(0) = X_0 .$$

Здесь α – скорость роста концентрации; X_{cr} – критическое значение концентрации.

Для стационарной численности микроорганизмов вне области $Y(t) = Y_0 = \mathrm{const}$ получен новый класс аналитических решений, описывающих изменение величины популяции внутри области. Показано, что в этом случае существует критическое значение концентрации микроорганизмов вне области Y_{cr}, которое разделяет две принципиально различных тенденции развития микроорганизмов в первоначально незараженной области $X_0 = 0$. Если численность микроорганизмов вне области ниже критического значения $Y_0 < Y_{\mathrm{cr}}$, то величина популяции в области достигает стационарного значения. В противном случае при выполнении неравенства $Y_0 > Y_{\mathrm{cr}}$ численность микроорганизмов внутри области неограниченно растет. На рис. 2 показана динамика изменения величины популяции в области при нулевом начальном значении численности внутри области. Рост популяции в области происходит в результате миграции микроорганизмов в благоприятную среду и последующего их размножения.

Рис. 3 иллюстрирует влияние миграции микроорганизмов из рассматриваемой области во внешнюю среду, в которой численность равна нулю. При большом времени диффузии $T_E \to \infty$ в зависимости от значения начальной концентрации в области X_0 происходит или вырождение популяции при начальном значении $X_0 < X_{\mathrm{cr}}$, или взрывной рост величины популяции при начальном значении $X_0 > X_{\mathrm{cr}}$.

Для открытой системы с малым характерным временем диффузии $T_E \le 1$ возможно подавление взрывной динамики роста популяции. Например, при быстрой диффузии микроорганизмов из области взрывной характер роста концентрации будет подавлен даже при тех начальных значениях концентрациях X_0, при которых в отсутствии миграции будет неограниченный рост величины популяции.

Для флуктуаций концентрации микроорганизмов вне области исследование проводится двумя методами. Привлекается уравнение для функции плотности вероятности (ФПВ) распределения случайной концентрации микроорганизмов внутри области и реализуется численное интегрирование стохастического обыкновенного дифференциального уравнения (СОДУ) для концентрации

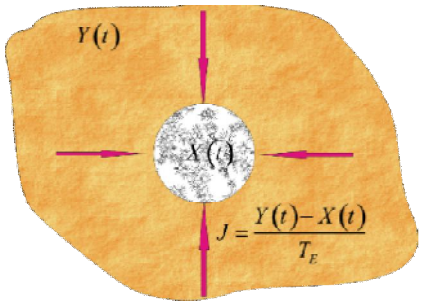


Рис. 1. Схема миграции микроорганизмов внутрь области: $X(t)$ – концентрация микроорганизмов внутри рассматриваемой области; $Y(t)$ – случайная концентрация микроорганизмов вне области; T_E – характерное время миграции

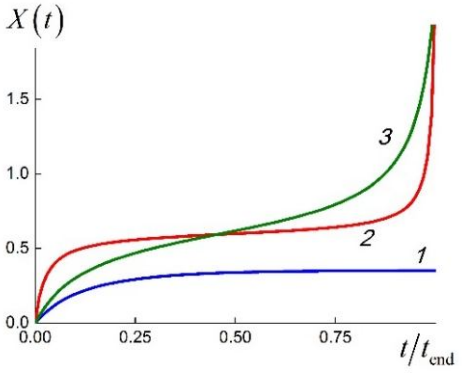


Рис. 2. Величина популяции микроорганизмов внутри области при нулевой начальной численности $X_0 = 0$ для параметров $\alpha = 1$, $X_{cr} = 1$, $T_E = 5$.Численность микроорганизмов вне области равна: *1* – $Y_0 = 1.5$, *2* – 1.81, *3* – 2

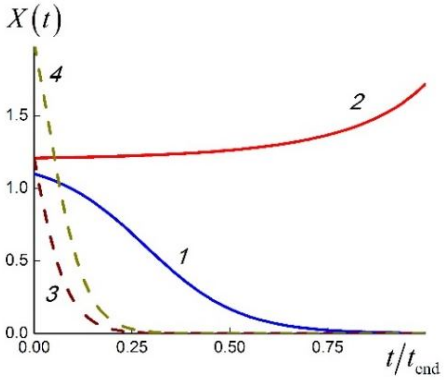


Рис. 3. Влияние временного масштаба диффузии T_E на динамику изменения численности популяции при нулевом значении концентрации за границей области $Y_0 = 0$. Значения параметров $\alpha = 1$, $X_{cr} = 1$. Начальные значения численности популяции: *1* – $X_0 = 1.1$, *2* – 1.21, *3* – 2. Сплошные кривые – при $T_E = 5$, штриховые – при $T_E = 0.5$

$$\frac{\mathrm{d}X\left(t\right)}{\mathrm{d}t} = \frac{Y_0 + y\left(t\right)}{T_E} + \alpha^* X\left(t\right)\left[\frac{X\left(t\right)}{X_{\mathrm{cr}}^*} - 1\right], \quad X\left(0\right) = X_0,$$

$y(t)$ – флуктуации концентрации микроорганизмов вне области $\left\langle y\left(t\right)\right\rangle = 0$, осреднение $\left\langle \cdots \right\rangle$ проводится по ансамблю случайных реализаций процесса $y(t)$; эффективные параметры α^*, X_{cr}^* равны $\alpha^* = \alpha\left(1 + 1/\alpha T_E\right)$, $X_{\mathrm{cr}}^* = X_{\mathrm{cr}}\left(1 + 1/\alpha T_E\right)$.

Характерное время случайных контактов, в результате которых микроорганизмы попадают в рассматриваемую область, существенно меньше характерного времени их размножения. Поэтому флуктуации концентрации вне области моделируем дельта-коррелированным во времени случайным процессом Гаусса

$$\left\langle y\left(t'\right) y\left(t''\right)\right\rangle = 2\tau_0 \left\langle y^2\right\rangle \delta\left(t' - t''\right),$$

где $\delta\left(t\right)$ – дельта-функция Дирака; $\left\langle y^2\right\rangle$ – дисперсия флуктуаций концентраций; τ_0 – характерный временной масштаб.

Замкнутое уравнение для ФПВ случайной концентрации микроорганизмов в области $\Phi\left(X, t\right) = \left\langle \delta\left(X - X\left(t\right)\right)\right\rangle$ имеет вид

$$\frac{\partial \Phi\left(X, t\right)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X}\left\{\left[\frac{Y_0}{T_E} + \alpha^* X\left(\frac{X}{X_{\mathrm{cr}}^*} - 1\right)\right]\Phi\left(X, t\right)\right\} = \frac{\tau_0 \left\langle y^2\right\rangle}{T_E^2}\frac{\partial^2 \Phi\left(X, t\right)}{\partial X^2}.$$

Первое слагаемое в левой части уравнения описывает нестационарность ФПВ, второе – представляет дрейф численности микроорганизмов под действием осредненных факторов. Правая часть уравнения для ФПВ представляет диффузию численности популяций в фазовом пространстве вблизи траектории осредненного дрейфа. Случайные блуждания системы в фазовом пространстве могут привести систему к критическому значению, пересечение которого вызывает взрывной рост величины популяции. Этот вопрос мы исследуем на основе системы уравнений для моментов и путем прямого численного моделирования.

На рис. 4, *а* показано изменение осредненной величины популяции внутри области. Видно, что флуктуации вне области существенно интенсифицируют рост численности. Также из рис. 4, *б* заметно увеличение среднеквадратичной амплитуды флуктуаций численности внутри области по мере приближения к моменту взрывного роста популяции. Флуктуации численности вне области могут привести к взрывному росту популяции даже, если осредненное значение численности вне области заметно ниже критического уровня. В детерминированном случае численность популяции в этой ситуации всегда конечна и достигает стационарного значения.

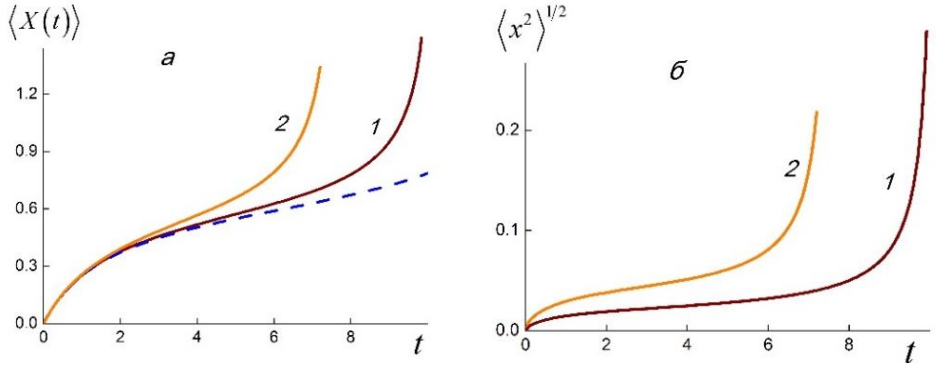


Рис. 4. Изменение осредненной численности (*а*) и амплитуды флуктуаций численности (*б*) при значении численности микроорганизмов вне области выше критического значения $Y_0 = 2 > Y_{\text{cr}}$. Среднеквадраичная амплитуда флуктуаций численности в среде равна: $1 - \langle y^2 \rangle^{1/2} = 0.1, 2 - 0.2$. Штриховая кривая на фрагменте (*а*) – точное аналитическое решение

Следует отметить, что для каждого значения осредненной численности вне области $Y_0 < Y_{\text{cr}}$, существует критическое значение амплитуды флуктуаций, выше которого рост численности микроорганизмов имеет взрывной характер (рис. 5). Видно, что существует время задержки, после которого реализуется резкий рост численности внутри области.

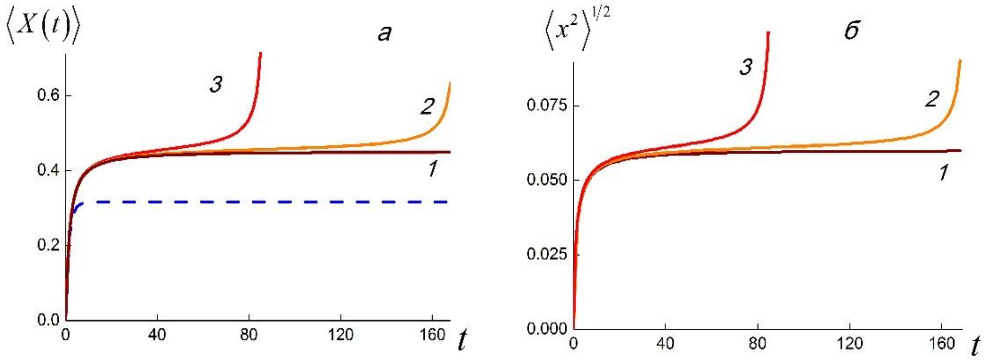


Рис. 5. Изменение осредненной численности (*а*) и амплитуды флукутуаций (*б*) при осредненном значении численности вне области ниже критической $Y_0 = 1.4 < Y_{\text{cr}}$. Амплитуды флукутаций численности вне области равны: $1 - \langle y^2 \rangle^{1/2} = 0.197; 2 - 0.198; 3 - 0.2$. Штриховая кривая на фрагменте (*а*) – точное аналитическое решение

Рис. 6 иллюстрирует качественно различные тенденции роста численности популяции в случайной среде. Наблюдаются случайные траектории, которые приводят к взрывному характеру роста численности популяции.

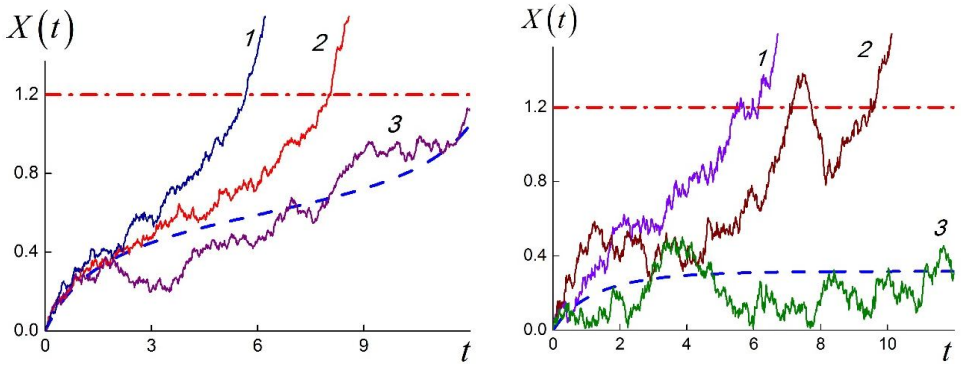


Рис. 6. Примеры случайных реализаций изменения численности во времени. Пунктиром показано точное аналитическое решение; штрихпунктирная линия представляет значение критической концентрации микроорганизмов X_{cr}^{*}

Рассмотрен рост численности популяции биологической системы, например, вирусной инфекции в результате миграции микроорганизмов в область с благоприятными условиями для регенерации. Начальная численность микроорганизмов в рассматриваемой области может быть равна нулю. Установлено существование критического значения численности микроорганизмов за пределами области, превышение которой приводит к взрывному увеличению величины популяции в рассматриваемой области. Показано, что случайные флуктуации мигрантов через границу области приводят к существенному снижению порога взрывного размножения микроорганизмов внутри рассматриваемой области.

Работа выполнена с финансовой поддержкой Российского фонда фундаментальных исследований (грант 17-08-00376).

УДК 532.529

НОВАЯ МОДЕЛЬ ГРАВИТАЦИОННОГО ОСАЖДЕНИЯ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ СУСПЕНЗИЙ

К. Жамалова[1], Л. М. Мусабекова[2], Н. С. Жуматаев[2], К. Е. Арыстанбаев[3], М. А. Амандиков[4]

[1]Южно-Казахстанский государственный педагогический университет, г. Шымкент
[2]Южно-Казахстанский университет им. М. Ауезова, г. Шымкент
[3]Южно-Казахстанская медицинская академия, г. Шымкент
[4]Университет Дружбы Народов им. Академика А. Куатбекова, г. Шымкент

Введение. Расчет процессов разделения суспензий при гравитационном осаждении в случае полидисперсной твердой фазы представляет значительные трудности, поскольку частицы различных размеров осаждаются с разной скоростью [1, 2]. При этом по высоте отстойника формируется градиент плотности суспензии, изменяющийся во времени. Естественно, условия осаждения частиц разных размеров по высоте также становятся различными и изменяющимися во времени. Известные инженерные методы расчета процессов гравита-

ционного осаждения полидисперсных суспензий основаны на опытных данных и носят частный характер, т. е. применимы только для условий, поставленных при осуществлении эксперимента [3, 4]. Полномасштабное решение задачи требует постановки и проведения численных исследований процесса осаждения полидисперсной суспензии в гравитационном поле с учетом влияния стенок емкости и дна на стесненное движение частиц твердой фазы. При всей важности и необходимости таких исследований имеет смысл разработка упрощенных моделей, которые бы отражали основные качественные особенности процесса и дали более быстрое и простое описание его характерных закономерностей.

Модель и ее анализ. В настоящем сообщении предлагается для обсуждения такая упрощенная эвристическая модель и представлены некоторые результаты соответствующих расчетов, имеющие качественный характер. Введем специальный, учитывающий стесненность осаждения параметр α, предполагая при этом наличие четкого фронта, разделяющего в отстойнике осветленную жидкость и суспензию. Тогда скорость стесненого осаждения аппроксимируем выражением:

$$\frac{dS_i}{dt} = V_i = -V_{\infty i}\left[1-\exp\left(-\alpha\left(1-\overline{\rho}_{si}\right)\right)\right], \tag{1}$$

$$\overline{\rho}_{si} = \sum_{j=1}^{i}\overline{\rho}_i\ , \tag{2}$$

где V_∞ – скорость нестесненного осаждения i-й фракции; α – коэффициент стесненности осаждения; $\overline{\rho}_{si} = \rho_i/\rho^*$, где ρ_i – локальная плотность i-й фракции суспензии; ρ^* – плотность осадка; S_i – расстояние фронта осаждения фракции суспензии от дна сосуда.

В этой модели учтено, что по мере приближения частицы к дну сосуда возрастает плотность суспензии (растет слой осадка), т. е. увеличивается стесненность. Соответственно, уменьшается скорость осаждения, становясь вблизи поверхности осадка равной нулю. Если твердая фаза суспензии состоит из k фракций с различной скоростью осаждения каждой, то в осадителе формируется k фронтов осаждения суспензии. Скорость осаждения частиц по высоте отстойника оказывается различной, вследствие изменения плотности суспензии и степени стесненности движения частиц по высоте. Для определения динамики фронта осветления суспензии уравнение (1) решаем при начальных условиях:

$$y(0) = H\ . \tag{3}$$

С помощью замены $z = \exp\left(-\alpha y/H\right)$ уравнение приводится к виду

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\alpha V_\infty}{H}z\left(1-z\right). \tag{4}$$

Для развития модели попытаемся дать некоторую интерпретацию коэффициента α. Величина этого коэффициента, понимаемого как параметр стесненности осаждения в нашей модели, может зависеть от величины отклонения локальной плотности суспензии ρ от плотности, соответствующей образованию плотного неподвижного осадка ρ^*. Последняя плотность, в свою очередь, определяется физико-химическими свойствами образующегося осадка. Таким образом, положим:

$$\alpha = k\frac{\rho^*-\rho}{\rho^*}\ . \tag{5}$$

Из уравнения материального баланса осаждения следует

$$\sum_{m=1}^{k}\left(\left(S_m - S_{m+1}\right)\sum_{i=1}^{m}\rho^*\overline{\rho}_i\right) + \rho^* H^* = \rho^0 H\,, \tag{6}$$

где S_i – положение фронта осветления i-й фракции; $S_{k+1} = H^*$ – толщина слоя осадка; $S_0 = H$ – высота рабочей зоны резервуара; ρ^0 – средняя плотность суспензии в начальный момент; H^* – толщина слоя осадка; ρ^* – плотность, соответствующая плотности осадка.

Применим модель для сравнительного тестового расчета динамики фронта осветления для частиц различных размеров, т. е. с различными значениями управляющего параметра α. На рис. 1 показаны положения фронта осаждения частиц различных размеров в различные моменты времени.

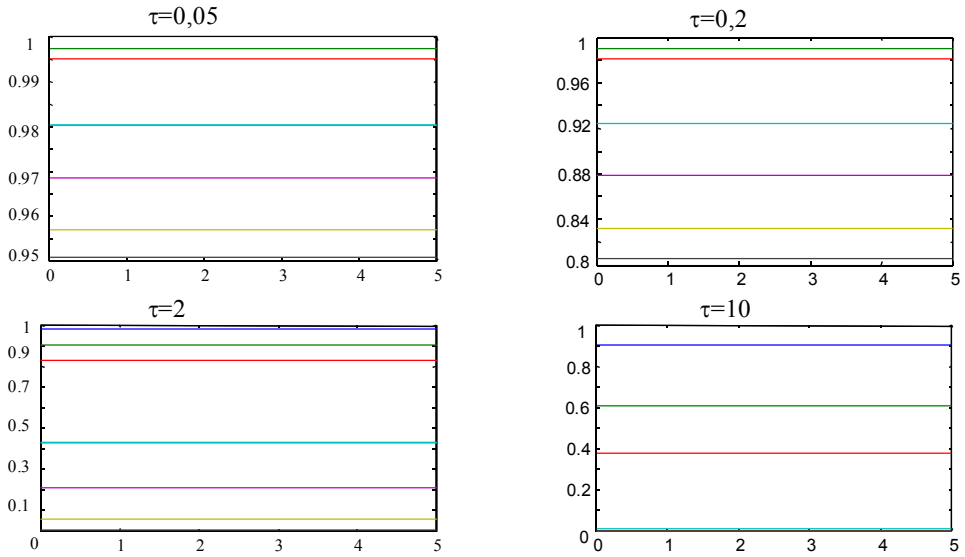


Рис. 1. Расслоение фракций суспензии в процессе осаждения в резервуаре. Положение фронтов осаждения различных фракций – горизонтальные линии: сверху вниз: α = 0,01; 0,05; 0,1; 0,5; 1; 2

Изначально были заданы две фракции: мелкая α = 0,01; 0,05; 0,1; и крупная α = 0,5; 1; 2. Точная интерпретация этих параметров в соответствии с диаметром частиц пока затруднительна и требует анализа конкретных экспериментальных данных [5].

Из рис. 1 видно, как происходит расслоение суспензии. В начальный момент времени τ = 0,05 равномерность существенно не нарушена. В момент τ = 5 суспензия практически расслоилась. В момент τ = 10 осаждение крупной фракции завершилось. В частности, при расчете суспензии, состоящей из двух основных фракций на начальной стадии осаждения, процесс расчета можно упростить, полагая $\overline{\rho}_1 = \text{const}$ и $\overline{\rho}_2 = \text{const}$. Кроме того, для самой мелкой фракции можно считать в верхней зоне осаждения $\overline{\rho}_1 = \text{const}$ в течение всего времени осаждения. На рис. 2 показана характерная динамика изменения фронтов осаждения фракций друг относительно друга в суспензии с тремя дисперсными фракциями.

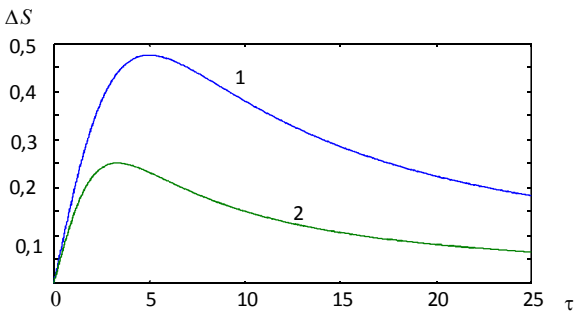


Рис. 2. Динамика перемещения относительных фронтов осаждения суспензии: 1 – $\Delta S = S_1 - S_3$; 2 – $\Delta S = S_1 - S_2$

Приведенные результаты показывают, что предлагаемый подход позволяет качественно верно описывать процесс осаждения полидисперсной суспензии. Дальнейшее развитие модели предполагает введение непрерывной функции распределения частиц по размерам и расчет динамики этой функции по высоте емкости.

Обобщение предложенной модели для описания осаждения полидисперсной суспензии с заданной функцией распределения частиц твердой фазы по размерам можно построить на основе уравнения диффузионного типа:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D_{eff}\,\frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} + I(\rho), \tag{7}$$

где $\rho = \int \rho_f f(d_f) dd_f$ – средняя плотность суспензии; ρ_f – фракционная плотность; $f(d_f)$ – плотность вероятности распределения твердой фазы суспензии по размерам; D_{eff} – эффективный фракционный коэффициент диффузии, определяемый с учетом соотношений (4), (5) для скорости осаждения каждой фракции; $I(\rho)$ – функция источника, обусловленного переходом частиц из одной условной фазы в другую: из суспензии в осадок.

По логике этой модели движущую силу процесса осаждения F_{oc} представим в виде градиентного закона так, чтобы она становилась равной нулю при нулевой плотности и плотности осадка, т. е.

$$F_{oc} = \kappa \frac{\partial \rho}{\partial y} = k\rho\left(\rho - \rho^*\right). \tag{8}$$

Тогда функция источника в уравнении (7) также обращается в ноль при $\rho = 0$ и $\rho = \rho^*$. Кроме того, для согласования градиентного закона с диффузионным соотношением, а также из физических соображений предположим, что функция $I(\rho)$ становится близкой к нулю также при некоторой промежуточной плотности суспензии $0 < \rho_s < \rho^*$, соответствующей стесненности осаждения вблизи границы раздела суспензии и осадка [6]. Смысл этого предположения в том, что в этой зоне скорость осаждения различных фракций практически одинакова. Тогда можно записать

$$I(\rho) = -\gamma\rho\left(\rho - \rho_s\right)\left(\rho - \rho^*\right). \tag{9}$$

Решение уравнений модели при указанных предпосылках и допущениях приобретает вид

$$\rho = \frac{\rho^*}{2}\left[\mathrm{th}\left(k\xi + \ln\left(\frac{\rho_0}{\rho^*}\right)\right) - 1\right]. \tag{10}$$

где $\xi = y - V_{oc}t$, V_{oc} – скорость поверхности раздела суспензии и осадка, которая определяется с учетом баланса твердой фазы и обеих фаз. При выполнении соотношений (8), (9) и (10) получаем

$$k = \sqrt{\frac{\gamma}{2D_{eff}}}. \tag{11}$$

На рис. 3 показаны некоторые результаты численного эксперимента, проведенного на базе изложенной модели. Начальное состояние суспензии представлено в виде равномерно распределенной по высоте плотности $\rho_0/\rho^* = 0.65$ и нормального распределения твердой фазы суспензии по размерам с характеристиками $\mathrm{M}(d_f) = 10^{-4}$ м, $\sigma = 10^{-5}$ м.

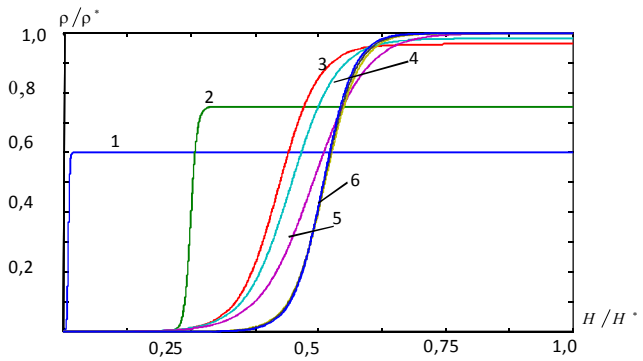


Рис. 3. Временная эволюция плотности суспензии по высоте осаждения: 1 – τ = 5; 2 – 10; 3 – 15; 4 – 20; 5 – 25; 6 – 35

Заключение. Полученные результаты анализа модели и численного исследования свидетельствуют о работоспособности модели и возможности ее эффективного использования в различных инженерных расчетах. Использование предложенной модели для практических расчетов потребует ее адаптации к различным средам в зависимости от физико-химических свойств компонентов.

Литература

1. Бабуха Г. Л., Шрайбер А. А. Взаимодействие частиц полидисперсного материала в двухфазных потоках. Киев, Наукова думка, 1972. С. 542–587.

2. Durlofsky Louis J., Brady John F. Dynamic simulation of bounded suspensions of hydrodynamically interacting particies // J. Fluid Mech. 1989. Vol. 200. P. 39–67.

3. Witheridge Grant M., Wilkinson David L. Density measurement of particle and floc suspensions // J. Hydraui.Eng. 1989. Vol. 115, No. 3. C. 403–408.

4. Жамалова К. А. Особенности расчета процесса осаждения полидисперсных суспензий // Поиск-ізденіс. Серия: механика. Алматы, 2005. № 1. С. 288–292.

5. Жамалова К. А. Модельный подход к описанию осаждения суспензии в гравитационном поле // Вестник КазНУ. Серия: математика, механика, информатика. Алматы, 2005. № 1 (49). С. 75–80.

6. Fourtakas G., Rogers B. D. Modelling multi-phase liquid-sediment scour and resuspension induced by rapid flows using Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) accelerated with a graphics processing unit (GPU) // Advances in Water Resources. 2016. doi:10.1016/j.advwatres.2016.04.009.

УДК 536.48:616.7

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ ПРИ КРИОВОЗДЕЙСТВИИ

А. А. Жердев, А. В. Пушкарев, Д. И. Цыганов, А. В. Шакуров

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Среди всех видов медицинских криовоздействий (КВ) можно выделить основные: криохирургия (цель – крионекроз), криоконсервация (цель – анабиоз), гипотермия оболочки (иначе называемая криотерапией, цель – стимуляция нервной системы и покровных тканей,

блокирование рецепторов и т. п.), гипотермия ядра (цель – защита от повреждения биотканей). С точки зрения теплообмена, любое КВ – изменяющийся во времени тепловой поток, сначала отводимый от биоткани и затем подводимый к ней, в результате чего осуществляется дозируемое изменение температуры биоткани с итоговым её возвращением обратно в обычное «стационарное» состояние. Доза КВ назначается медицинским работником и заключается в выделении целевой области биоткани и назначении целевой последовательности изменения её температуры (в общем случае для всех её точек, на практике – для ряда контрольных точек [1]). Для осуществления целевой последовательности изменения температуры необходимо расставить степени свободы конкретного КВ (вид оборудования, режим его использования и т. п.) с учетом влияющих факторов (особенностей биотканей, цели конкретного воздействия и др.). Однако при использовании физического метода КВ врач не имеет визуальной корреляции между процессом и результатом, как, например, при проведении хирургических операций. Из-за этого на текущем этапе развития КВ слабо коррелирует с конкретной целевой областью биоткани и влияющими на нее факторами, применяются не все возможные степени свободы, и для конкретных случаев они слабо обосновываются (используются массовые, неиндивидуальные рекомендации). В итоге дозу назначают и реализуют со значительным запасом в сторону безопасности в ущерб эффективности. Следовательно, рационально развивать методы дозирования КВ в сторону их визуализации и выбора степеней свободы с учетом влияющих факторов на основе получения объективных данных (например, в результате расчёта теплообмена).

Гипотеза повышения точности проведения КВ состоит в следующем: на этапах до КВ (прогнозирование), во время (контроль), после (анализ) возможно продвинуться до насыщения, до предела повышения точности на современном уровне развития техники и технологий, что позволит продвинуть КВ на принципиально новый уровень – свести потребную и полученную на практике дозы как можно ближе и тем самым раскрыть потенциал данного физического фактора в медицине. В рамках данной гипотезы компьютерное теплофизическое моделирование перспективно как для обеспечения визуальной корреляции, так и для получения объективных данных о температурных полях в индивидуальной постановке расчета (для более точного учета влияющих факторов и выбора степеней свободы). Оно позволяет спрогнозировать результат для определенного варианта и, следовательно, заранее внести коррективы в план, потенциально также оно может применяться для контроля в режиме реального времени и анализа проведенных КВ.

Однако точность прогнозирования имеет свои ограничения по отношению к получаемой на практике дозе КВ и для внедрения его в практику требуется решить ряд задач. В данном случае ошибка в прогнозе теплопередачи возникает из двух основных источников. Первый – недостатки в методе прогнозирования (модели). Эти недостатки могут возникать из-за допущений и упрощений, сделанных при формулировке модели, так что она может значительно отклоняться от реальной ситуации или неточности в том, как решается модель (например, точность дискретизации времени и пространства для численных методов). Второй – неопределенность во входных данных, которые требуют модели (например, размеры и форма объекта, свойства биотканей, изменение условий процесса, таких как температура и скорость охлаждающей среды и т. п.).

Опыт моделирования тепловых процессов в постановке КВ показал возможности использования для решения таких задач современных программных комплексов, например, Ansys [2, 3]. Они позволяют включать в себя все необходимые механизмы тепломассопереноса, сложные геометрии и составы тел, решать нестационарные задачи, могут включать теплофизические свойства, зависящие от температуры, фазовые переходы, обеспечивают автоматизированное управление сеткой и имеют средства управления шагами расчета по времени, что позволяет минимизировать неопределенность числовой аппроксимации. Со-

временные вычислительные мощности позволяют использовать мелкоячеистые сетки. В то же время более простые полуаналитические модели могут быть предпочтительными в частных случаях.

В общем случае теплообмен в биоткани описывается уравнением теплопроводности с учетом действия кровотока [4]:

$$\rho_i c_i \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial z}\right) - b_i(T)(T - T_{kp}) + q_{Vi}. \quad (1)$$

Здесь $T_{кр}$ – температура артериальной крови, подводимой к ткани; $b_i(T) = 0$ при $T \le 0$ °C; $b_i(T) = u_{кpi}\rho_{кр}c_{кр}$ при $T > 0$ °C, $u_{кpi}$ – скорость кровотока в биоткани; $\rho_{кр}$ – плотность крови; $c_{кр}$ – теплоемкость крови; ρ_i – плотность; c_i –теплоемкость; λ_i – коэффициент теплопроводности. Индекс i означает, что теплофизические коэффициенты относятся к различным биотканям, число видов которых зависит как от структуры области теплообмена, так и от подробности учета этой структуры в математической модели (в виде задания соответствующих геометрических объектов).

В ряде биотканей выделяется теплота метаболизма. Таким образом, $q_{Vi} \ge 0$. Составляющая источникового члена $-b_i(T)(T - T_{кр})$ определяет приток теплоты в локальную область с температурой T за счет кровотока. Очевидно, что при такой записи находит отражение тот факт, что циркуляция крови выступает фактором, определяющим термостабилизацию в тканях организма. Современные программные комплексы позволяют учитывать эту специфику биотканей с достаточной на данный момент точностью. Сравнение результатов различных физических экспериментов (в областях криохирургии, гипотермии, криоконсервации) и соответствующих им расчетов показало, что наибольшее влияние на точность моделирования на данный момент оказывают именно неопределенности во входных данных: геометрия целевой области, теплофизические свойства биотканей, граничные условия (описывающие средства охлаждения биоткани: биоткань–криоинструмент, биоткань–охлаждающая среда и т. п.).

В первую очередь для внедрения в практику усовершенствованных методов дозирования КВ необходимо иметь компьютерную геометрическую модель целевой области. Сегодня развитие методов медицинской визуализации и компьютерных технологий направлено, в том числе, на создание средств автоматической сегментации областей биоткани [5], что дает перспективы для внедрения в практику использования геометрических моделей, наиболее близких к реальным формам различных биотканей с целью индивидуализации КВ.

Для процессов охлаждения биоткани ключевыми теплофизическими свойствами являются плотность, удельная теплоемкость, энтальпия, теплопроводность и начальная и конечная точки замерзания. Кроме того, чтобы понять изменение свойств при температуре ниже начала замерзания, желательно знать их компонентный состав и соотношение между незамерзшей и замороженной водой (льдом), поскольку теплофизические свойства льда существенно отличаются от таковых для воды, а также скорость охлаждения при конкретном КВ. Первоначально теплофизические свойства, используемые в моделирования, были упрощены: обычно использовались свойства воды или константы. Но достаточного совпадения результатов моделирования и КВ они не достигали.

Для повышения точности моделирования начинают использовать теплофизические свойства, зависящие от температуры. Однако эти зависимости обычно неточны (например, они основаны на свойствах воды или тканей животных). Точные данные о теплофизических свойствах тканей человека в области низких температур в литературе практически отсутствуют [6]. Следовательно, отдельными направлениями исследований являются получение теплофизических свойств биологических объектов в широком диапазоне температур [7] и соз-

дание методов их прогнозирования для конкретных типов биотканей и КВ [8]. В условиях высокого числа Био [9] неопределенность ±10% в теплопроводности приводит к неопределенности ±10% в отношении скорости охлаждения или замерзания, хотя она снижается примерно до ±3% при числе Био равном 1 (баланс между внутренним и внешним сопротивлением теплопередаче). Точно так же погрешность ±5% в теплоемкости (или энтальпии) приводит к пропорциональной погрешности ±5% в скорости охлаждения или замерзания. Поэтому совершенствование полуаналитических методов прогнозирования теплофизических свойств или использование более продвинутых функций, доступных в числовых пакетах тепломассопереноса теряют актуальность, если не устранить или хотя бы снизить неопределенность входных данных.

Наиболее точным методом моделирования средств охлаждения биоткани (источников воздействия) является рассмотрение их внутренней структуры. Однако, такой подход не всегда возможен. В таких случаях используются различные граничные условия, которые могут вносить значительную погрешность в результаты моделирования. Например, в криохирургии наиболее часто используемой границей является либо постоянная температура, либо зависящая от времени температура активной части поверхности криоинструмента (граничные условия 1-го рода). Такие условия далеки от реальной картины воздействия. Также используются граничные условия 3-го рода, однако коэффициент теплопередачи в такой постановке с достаточной точностью установить затруднительно. В таком случае возможно применять экспериментально полученные граничные условия 2-го рода. Однако для их получения необходимо проводить отдельные экспериментальные исследования, и они имеют ограниченную область адекватности. Следовательно, для решения задач моделирования КВ правильный учет источников воздействия не менее важен, чем учет теплофизических свойств биотканей и также требует уточнения.

Вопрос достаточно ли современных или потенциально имеющихся в ближайшем будущем возможностей по моделированию тепловых процессов для полноценного решения задачи повышения точности дозирования КВ, а именно, чтобы для раскрытия потенциала данного физического фактора в медицине свести потребную и полученную на практике дозы достаточно близко друг к другу, остается открытым. В таком случае эффективным может быть итерационный подход по повышению качества моделирования, основанный на взаимодополняющем друг друга проведении расчетов и экспериментов с последующим обобщением их результатов, а также поиск наиболее перспективных типов КВ для решения пилотных задач повышения качества моделирования и дозирования в целом. Также необходимо учитывать, что контроль во время проведения КВ с использованием измерительных средств может позволить компенсировать недостаточную точность на этапе прогнозирования, хотя сами методы измерения также имеют соответствующую неопределенность. Анализ выполненных доз КВ на основе данных контроля и прогнозирования также может влиять на повышение точности моделирования. При этом необходимо учитывать, что достигнуть полного повторения реальных биотканей и процессов практически невозможно, так как биологические системы имеют индивидуальные особенности.

В медицине будущего потенциально может быть значительно расширено применение физических факторов в лечении и профилактике заболеваний. Среди них есть и криовоздействие. Для этого необходимо решить ряд задач, часть из которых описана в данной работе. Мы надеемся, что полученные в результате проведения научно-исследовательской работы знания помогут улучшить качество медицинской помощи при лечении опухолей и травм, в трансплантологии, профилактике и других применениях низких температур в медицине.

Исследование выполняется при поддержке Российского научного фонда (грант 19-19-00359).

Литература

1. Shakurov A. V., Pushkarev A. V., Pushkarev V. A., Tsiganov D. I. Prerequisites for developing new generation cryosurgical devices // Sovremennye Tehnologii v Medicine. 2017. Vol. 9 (2). P. 178–187.

2. Burkov I. A., Zherdev A. A., Pushkarev A. V., Tsiganov D. I., Shakurov A. V. Simulation of fluid hypothermia for robot-assisted prostatectomy // J. of Enhanced Heat Transfer. 2018. Vol. 25 (2). P. 121–136.

3. Vasilyev A. O., Pushkarev A. V., Govorov A. V., Rasner P. I., Sukhikh S. O., Shiryaev A. A., Fedina M. S., Kim Yu. A., Tsiganov D. I., Shakurov A. V., Burkov I. A., Zherdev A. A., Pushkar D. Yu. Analysis of the clinical case and computer simulation of cryoablation of multifocal renal cell carcinoma // Clinical and Experimental Surgery. 2018. Vol. 6 (4). P. 35–42.

4. Zherdev A. A., Pushkarev A. V., Rossikhin N. A., Shakurov A. V. Mathematical model of cooling by supercharged gas // Chemical and Petroleum Engineering. 2016. Vol. 51 (11-12). P. 771–777.

5. Gillies D. J., Awad J., Rodgers J. R., Edirisinghe C., Cool D. W., Kakani N., Fenster A. Three-dimensional therapy needle applicator segmentation for ultrasound-guided focal liver ablation // Medical Physics. 2019. Vol. 46 (6). P. 2646–2658.

6. Dombrovsky L. A., Nenarokomova N. B., Tsiganov D. I., Zeigarnik Y. A. Modeling of repeating freezing of biological tissues and analysis of possible microwave monitoring of local regions of thawing // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2015. Vol. 89. P. 894–902.

7. Белозеров А. Г., Березовский Ю. М., Жердев А. А., Королев И. А., Пушкарев А. В., Агафонкина И. В., Цыганов Д. И. Исследование теплофизических свойств биотканей опухолей предстательной железы человека в диапазоне температур от –160 до +40 °С // Биофизика. 2018. Т. 63, вып. 2. С. 365–372.

8. Carson J. K., Wang J., North M. F., Cleland D. J. Effective thermal conductivity prediction of foods using composition and temperature data // J. of Food Engineering. 2016. Vol. 175. P. 65–73.

9. Larkin J. L., Heldman D. R., Steffe J. F. An analysis of factors influencing precision of thermal property values during freezing // Int. J. of Refrigeration. 1984. Vol. 7 (2). P. 86–92.

УДК 536.242, 532.72, 536.2.081.7

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В АГАРОЗНЫХ ГЕЛЯХ

Н. С. Захаров[1] , Д. А. Некрасов[1], Л. С. Герман [2], Д. П. Храмцов[1], В. В. Резник[1], О. А. Сулягина[1]

[1]Московский политехнический университет, г. Москва, Россия
[2]ООО «БиоМИХМ», г. Москва, Россия

В последние годы ведутся многочисленные исследования, направленные на практическую реализацию возможности выращивания тканей из стволовых клеток в биореакторах, создаваемых путем использования аддитивных 3D технологий [1, 2]. Перспективным материалом, из которого может быть удобно культивировать клетки указанным способом, являются гели [3, 4]. Являясь дисперсными микроструктурированными системами, гели обладают уникальными физико-химическими и реологическими свойствами, способными форми-

ровать объекты 3D биопечати сложной конфигурации путем послойного нанесения слоев гелей различной концентрации и состава [5].

Методы прогнозирования, контроля и управления теплофизическими свойствами гелей являются основными факторами, влияющими на конечные, в том числе и на массопереносные свойства гелевых систем. Задача усложняется наличием живых микроорганизмов в формирующемся геле. При этом для выживаемости иммобилизованных микробиологических организмов в гелевых средах, необходимым условием является доставка питательных веществ и вывод продуктов клеточного метаболизма. В таких условиях реализация капиллярной сети каналов в проектируемых биореакторах представляет чрезвычайно важную задачу, требующую дополнительного исследования. Кроме того, другим важным параметром, обеспечивающим условия выживания биологических микроорганизмов при реализации послойной биопечати, является определение предельных тепловых нагрузок.

Практическая реализация таких сложных биологических систем предполагает постановку и решение новых фундаментальных задач изучения закономерностей тепломассопереноса в гелях. Представленные в данной работе материалы являются продолжением цикла исследований экспериментального и математического моделирования переносных процессов, включая формирование микроканалов, в агарозных гелях, применительно к технологии 3D биопечати.

Проведены новые экспериментальные исследования по измерению теплового потока и полей температур в агарозных гелях с содержанием биорезорбируемого компонента и живых микроорганизмов. Ранее такие исследования проводились для чистого агарозного геля [6]. Однако использование биорезорбируемых добавок и живых биообъектов является неотъемлемой частью в развитии аддитивной технологии 3D биопечати [7]. В таких условиях важным является понимание о критических тепловых нагрузках при культивировании иммобилизованных биообъектов в матрице геля.

Особенности экспериментальной установки и методика измерения тепловых процессов в геле были подробно описаны авторами статьи в работе [6]. Исследование образцов гелей основано на применении теплометрических и оптических методик. Основное отличие в методике данной работы заключается в том, что исследуемый образец геля был первоначально сформирован путем смешивания исходных компонентов. Затем процесс образования геля проводили до тех пор, пока температура не стабилизировалась до $T = 20$ °C. Контроль за процессом гелеобразования осуществлялся с помощью спектрофотометра по спектральным характеристикам образующегося геля. Далее исследуемый образец помещался в термошкаф с заданной температурой $T = 40$ °C и через заданные промежутки времени фиксировались значения поля температур и динамика теплового потока измеряемого с помощью градиентного датчика теплового потока (ГДТП). Для измерения плотности теплового потока применялся датчик из высокочувствительного материала – висмута. Контролирование и измерение температуры осуществлялось с помощью блока термопар, установленных вдоль радиуса исследуемого образца. С внешней стороны контролирование температуры осуществлялось с помощью тепловизионного оборудования.

В качестве исследуемой среды были выбраны агарозные гели с массовыми концентрациями сухого вещества 0.4, 0.6 и 1%. В качестве биологических микроорганизмов применялись дрожжи Yarro-wialipolytica. Дрожжевая суспензия вводилась в водный раствор агарозного геля при температуре $T = 40$ °C. Выбор такой температуры определяется условием выживаемости применяемых микроорганизмов. Объем дрожжевой суспензии в гелевом растворе составлял 15% от объема емкости. В качестве биорезорбируемой добавки применялся пшеничный крахмал в количестве 25, 50,75, и 100% от массовой доли агарозы.

В результате исследования были получены данные по предельным тепловым потокам в процессе нагревания используемых гелевых систем в диапазоне температур, благоприятном

для жизнедеятельности микробиологических объектов. Определены значения распределения поля температур в неоднородной структуре смесевых гелевых систем.

На рис. 1 в качестве примера, представлены экспериментальные результаты измерения температур и тепловых потоков, изменяющихся во времени при нагревании гелей различных концентраций с учетом иммобилизованных микроорганизмов.

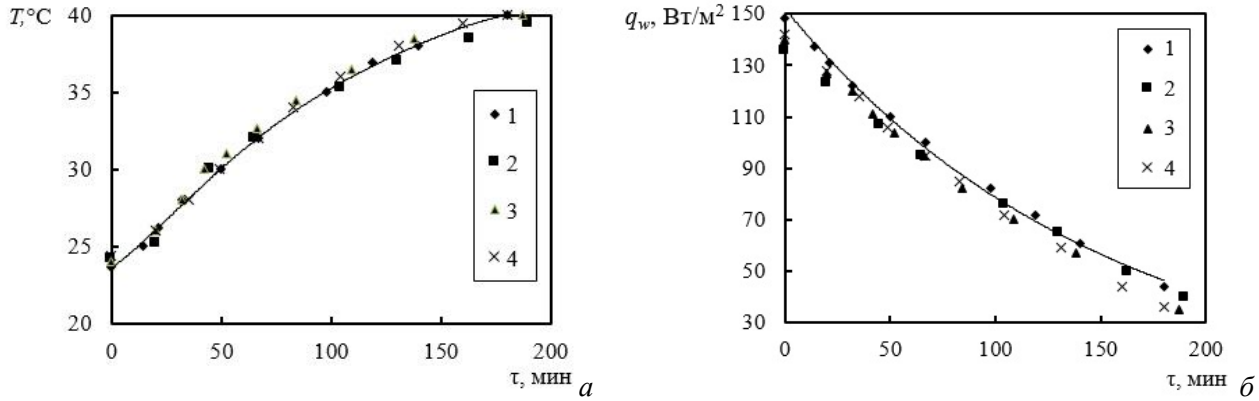


Рис. 1. Зависимость температуры внутри геля (*а*) и теплового потока для внешней стенки экспериментальной кюветы (*б*) во время нагрева геля от 20 до 40 °С. Все гели имеют концентрацию агарозы 1,0 вес.%: 1 – чистый агарозный гель; 2–4 – агарозный гель с добавлением: 2 – крахмал с концентрацией по массе 0,25%; 3 – крахмал с концентрацией по массе 0,25% и 15 мл суспензии живых дрожжевых клеток; 4 – крахмал с концентрацией по весу 1,0%

На основе полученных экспериментальных данных была верифицирована, разработанная ранее, расчётная методика [6]. Методом решения обратной задачи теплопроводности были рассчитаны средние теплофизические коэффициенты, соответствующие полученным тепловым нагрузкам, для агарозного геля с добавлением крахмала и дрожжевых клеток.

В таблице приведены расчетные значения теплофизических коэффициентов теплопроводности и объемной теплоемкости для гелей с различными концентрациями исходных компонентов.

Теплофизические свойства агарозного геля с добавлением различных компонентов

Состав	λ, Вт/(м·К)	C, Дж/(м^3·К)
Агарозный гель с содержанием крахмала 0.25%	0.500	2071
Агарозный гель с содержанием крахмала 1.0%	0.492	2067
Агарозный гель с содержанием крахмала 0,25% и 15мл дрожжей	0,485	2064

Для экспериментального изучения массопроводных свойств агарозных гелей была разработана методика создания искусственных сквозных каналов в исследуемых образцах.

В отличие от представленного в работе [8] способа образования канала в геле, в данной работе формирование каналов осуществлялось методом литья по выплавляемой модели. Методика заключалась в следующем: в исследуемую кювету для получения канала устанавливался цилиндрический стержень с заданным диаметром. Кювета размерами 10х10 мм и высотой 40 мм, заполнялась жидким раствором агарозного геля с температурой $T = 90$ °С. В результате охлаждения до температуры окружающей среды $T = 20$ °С происходило формирование жидкого раствора в гель. После этого стержень удалялся из кюветы, оставляя после себя одиночный цилиндрический канал в объеме геля.

Для измерения скорости массопереноса в гелях разной плотности использовался метод, основанный на фотофиксации динамики движения фронта окрашиваемого вещества по вы-

соте образца геля с привязкой к соответствующим моментам времени. В качестве вещества моделирующего питательную среду для биологических микроорганизмов применялся 1% водный раствор фуксина. Фуксин (солянокислый розанилин) – вещество с высокомолекулярной массой, который, даже при малых концентрациях, хорошо контрастирует с водой и гелем, что позволяет получить высококонтрастные фотографии.

Эксперименты проводились для указанных гелей. В качестве примера на рис. 2 представлены фотографии исследуемого образца с концентрацией 0,6% агарозного геля с диаметром канала 1 мм, видна динамика распространения фронта фуксина в геле.

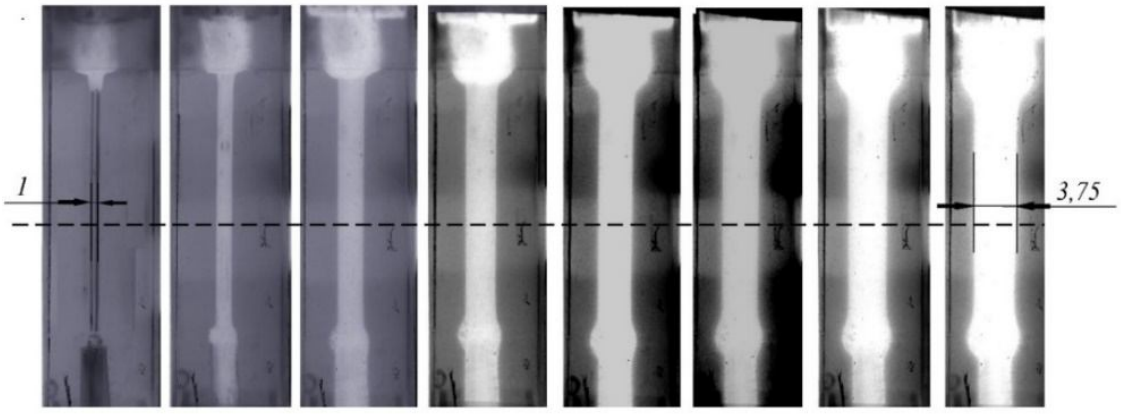


Рис. 2. Динамика заполнения агарозного геля 0,6% фуксином из канала с диаметром d = 1 мм: 1 – τ = 0 (пустой канал), 2 – τ =1 мин, 3 – 10, 4 – 20, 5 – 30, 6 – 40, 7 – 50, 8 – 60

На рис. 3 представлены экспериментальные результаты измерения массопроводных свойств в агарозных гелях. Показано распространение фронта фуксина в объеме агарозного геля в зависимости от его концентрации и размера канала в течение 60 мин от начала эксперимента.

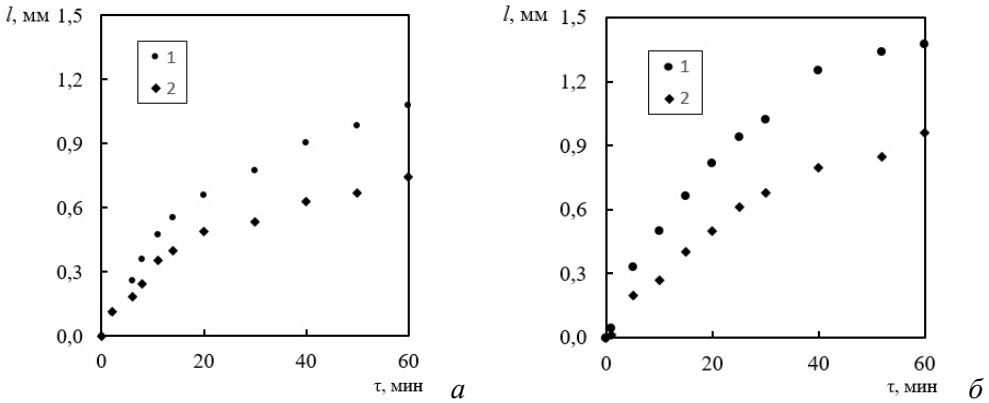


Рис. 3. Измерение глубины проникновения фуксина в агарозном геле: *а* – канал диаметром d = = 0.5 мм; *б* – канал с d = 1.0 мм; 1 – агарозный гель с концентрацией 0,6%; 2 – агарозный гель с концентрацией 1,0%.

На основе экспериментальных данных проведено численное моделирование массопроводных процессов в геле с помощью метода сглаженных частиц. Численная модель реализована на основе платформы моделирования OpenFOAM, которая используется для численного решения задач гидрогазодинамики [9], а также при моделировании задач биопринтинга [10]. В результате была получена оценка скорости насыщения геля диффундирующим агентом в процессе его подачи в систему каналов, моделирующих капиллярную сеть в гелевых средах, в случаях как с вертикальным, так и с перекрестным расположением каналов (рис. 4).

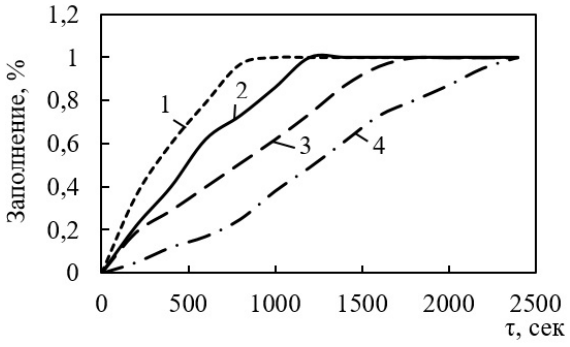


Рис. 4. Динамика заполнения геля диффундирующим агентом: 1 – перекрестные каналы, гель 0,6%; 2 – вертикальные каналы, гель 0,6%; 3 – перекрестные каналы, гель 1,0%; 4 – вертикальные каналы, гель 1,0%

Работа подготовлена в рамках выполнения базовой части государственного задания ФГБОУ ВО «Московский политехнический университет» (проект FZRR-2020-0027).

Обозначения

q_w – плотность теплового потока, Вт/м^2; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); C – теплоемкость; Дж/(м^3·К); τ – время, мин; l – расстояние, мм;

Литература

1. Placzek M. R., Chung I. M., Macedo H. M., Ismail S., Mortera Blanco T., Lim M. Stem cell bioprocessing: fundamentals and principles // J. R. Soc. Interface. 2009. Vol. 6. P. 209–232.

2. Wang S., Lee J. M., Yeong W. Y. Smart hydrogels for 3D bioprinting // Int. J. Bioprint. 2015. Vol. 1, No. 1. P. 3–14.

3. Tokita M., Nishinary K. Gels: structures, properties, and functions. Fundamentals and applications // Progress of Colloid and Polymer Science. 2009. Vol. 136.

4. Ozbolat I. T., Moncal K., Gudupati H. Evaluation of bioprinter technologies // Additive Manufacturing. 2017. Vol. 13. P. 179–200.

5. Wang M. Y., He J. K., Liu Y. X., Li M., Li D., Jin Zh. The trend towards in vivo bioprinting // Int. J. Bioprinting. 2015. Vol. 1. P. 15–26.

6. Pokusaev B. G., et al. Non-Stationary Heat Transfer in Gels Applied to Biotechnology // Thermal Science. 2017. Vol. 21, No. 5. P. 2237–2246.

7. Pokusaev B. G., Karlov S. P., Nekrasov D. A., Zakharov N. S., Khramtsov D. P., Reznik V. V., Vyazmin A. V., Shumova N. V. Agarose Gels with Bioresorbable Additives: The Kinetics of the Formation, Structure, Some Properties // Chemical Engineering Transaction. 2019. Vol. 74. P. 1171–1176.

8. Khramtsov D. P., Vyazmin A. V., Pokusaev B. G., Karlov S. P., Nekrasov D. A. Numerical simulation of slug flow mass transfer in the pipe with granular layer // Chemical Engineering Transactions. 2016. Vol. 52. P. 1033–1038.

9. OpenFOAM: A C++ Library for Complex Physics Simulations // Intern. Workshop on Coupled Methods in Numerical Dynamics, UC, Dubrovnik, Croatia, 2007.

УДК 532.64

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КАПЛИ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕЁ РАСТЕКАНИЯ ПО ТЕХНОЛОГИЧЕСКИМ ПОВЕРХНОСТЯМ

А. Г. Исламова, Г. В. Кузнецов, Е. Г. Орлова, Д. В. Феоктистов

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Проблема испарения и растекания капель по твердым поверхностям остается чрезвычайно актуальной последние десятилетия. Это обусловлено интенсивным развитием микроэлектроники и медицины, а также миниатюризацией разного рода устройств, в том числе создание мини- и микротеплообменных систем, где испарение капли с поверхности является ключевым явлением [1, 2]. В таких системах технологические поверхности не являются молекулярно-гладкими [3], их текстура характеризуется хаотичным расположением неоднородностей (впадин и выступов) нанометрового и микронного масштаба. В настоящее время получены результаты, устанавливающие влияние текстуры (расположения ее элементов, например, микро- или наностолбиков правильной геометрической формы) на свойства смачивания и процесс растекания капли по поверхности определенного химического состава, но не определены количественные характеристики текстуры, изменение которых позволяет управлять смачиванием и растеканием.

Количественной характеристикой смачивания молекулярно-гладких поверхностей (определяемой по уравнению Юнга [4]) является равновесный контактный угол. Последний зависит от поверхностных натяжений между твердым телом и газом, твердым телом и жидкостью, жидкостью и газом. Технологические поверхности отличаются от молекулярно-гладких шероховатостью, на них контактный угол отклоняется от равновесного на величину гистерезиса контактного угла (ГКУ) [5]. Последний определяется как разница между динамическим контактным углом натекания ($\theta_н$) и оттекания ($\theta_{от}$), измеренных, соответственно, в условиях зацепления (пиннинга) контактной линии (КЛ) при накачивании и откачивании жидкости. Известно [6], что статический контактный угол ($\theta_с$), образованный каплей и поверхностью, находится в диапазоне между $\theta_н$ и $\theta_{от}$. В условиях растекания капли по шероховатым поверхностям металлов влияние скорости перемещения контактной линии на динамические контактные углы и гистерезис не изучено даже на уровне приближенных прогностических оценок.

Известны результаты экспериментальных исследований процессов растекания и свойств смачивания поверхностей молекулярно-гладких [7, 8] и с упорядоченной текстурой [9, 10]. Существенно меньшее количество работ посвящено изучению вышеуказанных процессов на поверхностях металлов с хаотично расположенными элементами шероховатости (впадинами и выступами) [11]. Это связано с трудностями, возникающими при математическом описании текстуры шероховатых поверхностей с хаотичным расположением элементов, в частности, при выборе параметров шероховатости из набора известных стандартов [12].

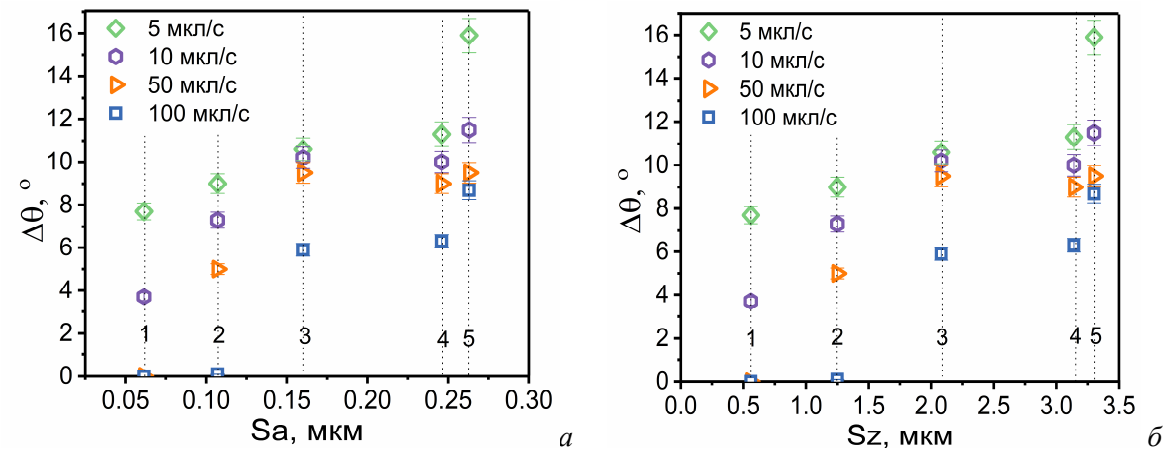
Цель работы – установление влияния скорости образования капли и шероховатости, описываемой параметрами Sa (среднее арифметическое отклонение поверхности) и Sz (максимальная высота неровностей профиля определяется как среднее абсолютное значение пяти наивысших пиков и пяти самых глубоких впадин поверхности металла) на гистерезис контактного угла.

Экспериментальные исследования растекания капель по поверхностям металла проведены с использованием теневого оптического метода [13]. Эксперименты выполнены с кап-

лями объемом 30 мкл. Расход жидкости (от которого зависит скорость перемещения контактной линии) варьировался насосом в широких диапазонах от 5 до 100 мкл/с.

На поверхностях алюминиево-магниевого сплава АМг6 обработкой абразивными дисками различной зернистости (Р2500, Р1000, Р600, Р400) сформировано четыре текстуры, алмазной пастой – одна (полированная). Для математического описания текстуры поверхностей выбраны трехмерные амплитудные параметры шероховатости, установленные стандартом ISO 25178-2:2012 [12]: Sa характеризует абсолютные значения отклонения профиля от базовой линии, Sz характеризует энергетические барьеры [13], преодолеваемые движущейся контактной линией.

Гистерезисы контактных углов (Δθ) определены в соответствии с методикой [14] как разница между динамическими углами натекания и оттекания в условиях перемещения КЛ равной нулю. Зависимости гистерезиса от параметров шероховатости приведены на рисунке. Видно, что при расходе 100 мкл/с на абразивно-обработанных зерном со средним размером менее 8,5 мкм образцах гистерезис контактного угла менее 1°, что не более погрешности измерений. Значения Δθ с увеличением среднего размера зерна (рисунок) от 18,3 до 35 мкм растут. Уменьшение расхода дозирования капли от 100 мкл/с до 5 мкл/с увеличивает гистерезис. Это можно объяснить тем, что при абразивной обработке на поверхности образуются разнонаправленные хаотично расположенные неровности в виде канавок. Последние являются энергетическими барьерами, препятствующими движению капли. Количественными характеристиками этих неровностей являются параметры Sa и Sz. Первый из них характеризует средний размер неровностей вдоль горизонта по направлению движения контактной линии, второй – максимальный размер десяти неровностей по вертикали.



Зависимости гистерезиса контактного угла от амплитудных параметров шероховатости при разных расходах жидкости: (*а*) Sa; (*б*) Sz. Образцы: 1 – полированный, 2 – Р2500; 3 – Р1000, 4 – Р600, 5 – Р400

Стоит отметить, подобный характер зависимостей Sa и Sz от среднего размера зерна (рисунок). При растекании капли по поверхности контактная линия зацепляется за неровности (энергетические барьеры, препятствующие её движению). Если кинетическая энергия капли (которая зависит от расхода дозирования) достаточна для преодоления энергетических барьеров, то жидкость беспрепятственно растекается (контактная линия не «пиннингуется»), гистерезис в этом случае будет минимальным. На рисунке таким условиям соответствует расход жидкости 100 мкл/с при растекании капли по образцам, которым соответствуют Sa и Sz не более 0,11 и 1,25 мкм соответственно. При этом же расходе за счет шероховатости на образцах с параметрами Sa > 0,16 мкм и Sz > 2,08 мкм зарегистрирован рост гистерезиса до 5,9°. В этом случае кинетической энергии капли недостаточно для преодоления неровностей, КЛ «пиннинговалась» на них. С уменьшением расхода дозирования капли с 100 до 5 мкл/с

кинетической энергии капли недостаточно для преодоления неровностей на образцах, характеризуемых Sa и Sz не более 0,11 и 1,25 мкм, что вызывает пиннинг КЛ и увеличение гистерезиса (что не противоречит результатам [15]). По результатам проведенных экспериментов можно сделать вывод, что гистерезис контактного угла зависит от геометрических размеров неровностей на поверхности и кинетической энергии капли.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-38-90136.

Обозначения

θ – контактный угол, град; $\Delta\theta$ – гистерезис контактного угла, град; Sa – среднее арифметическое отклонение поверхности, мкм; Sz – максимальная высота неровностей профиля, мкм.

Литература

1. Wayner P.C. Fluid flow in the interline region of an evaporating non-zero contact angle meniscus // Int. J. Heat Mass Transf. 1973. Vol. 16. P. 1777–1783.

2. Zaitsev D.V., Kirichenko D.P. and Kabov O.A. The effect of substrate wettability on the breakdown of a locally heated fluid film // Tech. Phys. Lett. 2015. Vol. 41. P. 551–553.

3. Anton D. Surface-fluorinated coatings // Adv. Mater. 1998. Vol. 10, No. 15. P. 1197–1205.

4. Young T. An essay on the cohesion of fluids // Philos. Trans. R. Soc. Lond. 1805. Vol. 95. P. 65–87.

5. Dussan E.B.V. On the spreading of liquids on solid surfaces: Static and dynamic contact lines // Annu. Rev. Fluid Mech. 1979. Vol. 11. P. 371–400.

6. Kim J.-H., Kavehpour H. P. and Rothstein J. P. Dynamic contact angle measurements on superhydrophobic surfaces // Phys. Fluids, 2015. Vol. 27. P. 032107.

7. Chen S.-Y., Kaufman Y., Schrader A.M. and etc. contact angle and adhesion dynamics and hysteresis on molecularly smooth chemically homogeneous surfaces // Langmuir. 2017. Vol. 33. P. 10041–10050.

8. Misyura S. Y. Effect of various key factors on the law of droplet evaporation on the heated horizontal wall // Chem. Eng. Res. Des. 2018. Vol. 129. P. 306–313.

9. Long J., Fan P., Gong D. and etc. Superhydrophobic Surfaces Fabricated by Femtosecond Laser with Tunable Water Adhesion: From Lotus Leaf to Rose Petal // ACS Appl. Mater. Interf. 2015. Vol. 7. P. 9858–9865.

10. Dubov A. L., Mourran A., Möller M. and Vinogradova O.I. Contact angle hysteresis on superhydrophobic stripes // J. Chem. Phys. 2014. Vol. 141. P. 074710.

11. Kubiak K. J., Wilson M. C., Mathia T. G., Carras S. Dynamics of contact line motion during the wetting of rough surfaces and correlation with topographical surface parameters // Scanning, 2011. Vol. 33. P. 370–377.

12. ISO 25178-2:2012. Geometrical product specifications (GPS) – Surface texture: Areal – Part 2: Terms, definitions and surface texture parameters.

13. Kuznetsov G. V., Feoktistov D. V., Orlova E. G. and etc. Unification of the textures formed on aluminum after laser treatment // Appl. Surf. Sci. 2019. Vol. 469. P. 974–982.

14. Gennes P. G., Wetting: Statics and Dynamics // Rev. Mod. Phys. 1985. Vol. 57. P. 827–863.

15. Mohammad Karim A., Rothstein J. P., Pirouz Kavehpour H. Experimental study of dynamic contact angles on rough hydrophobic surfaces // J. Colloid Interface Sci. 2018. Vol. 513. P. 658–665.

УДК 662.613:536.7:541.123.7:546

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ СУБМИКРОННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ СЖИГАНИИ УГЛЕЙ

Н. М. Корценштейн[1], Л. В. Петров[1,2]

[1]АО «Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского», г. Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Содержание экологически опасных субмикронных частиц в воздушной среде подлежит контролю на территории Российской Федерации [1]. Имеются ограничения на концентрацию таких частиц в стандартах качества окружающего воздуха других стран, в том числе США [2]. В КНР проблема сокращения загрязняющих выбросов в атмосферу приобрела статус приоритетной в национальной политике, о чем свидетельствует внедрение плана действий по предотвращению и контролю загрязнения воздуха [3]. Одним из источников указанного вида загрязнения атмосферы является эмиссия субмикронных частиц при сжигании углей. В этом случае опасность представляют не только сами частицы, но также и то, что на их поверхности могут конденсироваться различные вредные вещества, например, некоторые токсичные микроэлементы, содержащиеся в углях. Вероятным механизмом образования субмикронных частиц считается объемная конденсация паров веществ, образующихся из минеральной части углей в процессе горения («solid–vapor–particulate pathway» [4, 5]). Для сокращения выбросов субмикронных частиц в атмосферу за счет их улавливания необходима информация о параметрах конденсационных аэрозолей, образующихся при горении углей. Такую информацию – концентрацию частиц и их распределение по размерам – может обеспечить численное моделирование процесса объемной конденсации.

Применительно к продуктам сжигания углей целесообразно применение комплексного – термодинамического и кинетического – подхода [6]. На первом этапе методами химической термодинамики определяются равновесные составы газовой и конденсированных фаз, последовательность конденсации различных веществ по мере понижения температуры продуктов сгорания вдоль технологического тракта. С учетом полученных результатов на втором этапе определяются искомые параметры конденсационного аэрозоля из решения кинетического уравнения объемной конденсации. Экспериментальные данные работы [5] показывают наличие бимодального распределения по размерам образующихся при сжигании углей частиц: фракция диаметром 0.06 мкм представлена сульфатами щелочных металлов, а фракция диаметром 1 мкм представлена алюмосиликатами. Поэтому модель процесса должна учитывать образование как сульфатов, так и алюмосиликатов щелочных металлов. Предметом исследования данной работы были продукты сжигания 16 видов энергетических углей различных месторождений России, Украины и КНР. Следует отметить широкий диапазон изменения параметров рассмотренных углей: зольность – от 5,75 до 48,0%, содержание серы – от 0,3 до 6,5%, содержание калия – от 0,4 до 3,5%, содержание натрия – от 0,2 до 1,9%. Для анализа образования и конденсации паров были выбраны наиболее летучие из золообразующих элементов угля – калий и натрий. При разработке модели процесса использовано предположение, что взаимодействие калия и натрия с кремнием и алюминием с образованием алюмосиликатов в объеме горящей угольной частицы “замораживается” после прекращения горения и снижения температуры частицы. Алюмосиликаты калия и натрия удаляются из продуктов сгорания со шлаком и летучей золой. Оставшиеся калий и натрий остаются в газовой фазе и при понижении температуры конденсируются в виде сульфатов. Следовательно, расчет равновесного состава продуктов сгорания при температуре ниже температуры “замораживания” (T_{fr}) должен проводиться при сниженном содержании калия и натрия, а также

кремния и алюминия. Значение снижения равно расчетному содержанию элементов в алюмосиликатах конденсированной фазы при температуре, равной T_{fr}. Для оценки влияния неопределенности в выборе T_{fr} на результаты расчетов были использованы два значения: 1700 и 1900 К. Данный температурный интервал принадлежит температурам 1350–1700 °С – истинно жидкого состояния шлака большей части рассматриваемых углей. Составы продуктов сгорания углей в зависимости от температуры рассчитывались с помощью компьютерной программы TETRAN-PRO, разработанной в АО «ЭНИН». Необходимые данные о термодинамических свойствах индивидуальных веществ получены из [7].

Концентрации сульфатов калия и натрия в газовой фазе продуктов сгорания кузнецкого угля, вычисленные по новой модели с учетом образования алюмосиликатов и "замораживания", представлены на рис. 1 (аналогичный характер имеют расчетные результаты для всех рассмотренных в работе углей). Для сравнения на этих рисунках также представлены аналогичные данные работы [9], в которой "замораживание" не учитывалось. Так, "замораживание" способствует повышению содержания сульфатов калия и натрия в газовой фазе на 4-5 порядков. Увеличение T_{fr}. приводит к более высоким значениям концентраций конденсирующихся веществ в газовой фазе. В частности, связывание натрия в алюмосиликаты для некоторых из рассмотренных углей при T_{fr} = 1900 К не имеет места. Отметим также, что температура перехода газообразных соединений калия и натрия (K_2SO_4 и Na_2SO_4) в конденсированную фазу для сульфата калия выше, чем для сульфата натрия, поэтому, можно предположить, что при охлаждении продуктов сгорания будет происходить образование центров конденсации из сульфата калия с последующей конденсацией на них сульфата натрия.

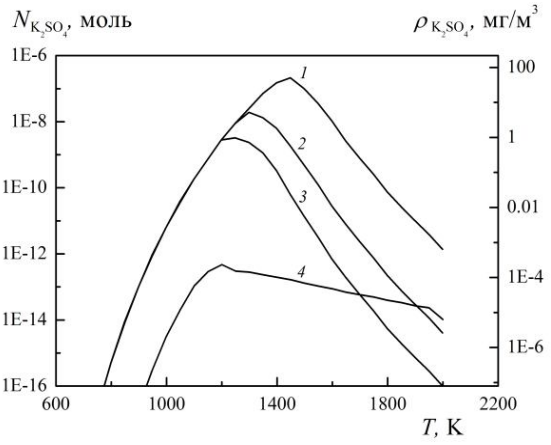


Рис. 1. Концентрация сульфата калия в продуктах сгорания кузнецкого угля: *1* – без учета алюмосиликатов [6], *2* – с учетом образования алюмосиликатов и "замораживания" при T_{fr} = 1900 К, *3* – с учетом образования алюмосиликатов и "замораживания" при T_{fr} = 1700 К, *4* – с учетом образования алюмосиликатов без "замораживания" [6]

На втором (кинетическом) этапе рассматривалось стационарное одномерное течение продуктов сгорания в канале постоянного сечения с постоянной скоростью и заданным осевым градиентом температуры, моделирующим охлаждения продуктов сгорания в технологическом тракте. Принятая модель процесса образования субмикронных частиц в продуктах сгорания углей включала:

1) образование конденсирующегося компонента (сульфата калия) в газовой фазе в приближении термодинамического равновесия с учетом образования алюмосиликатов и «замораживания»;

2) образование конденсационного аэрозоля сульфата калия с учетом кинетики процесса.

В соответствии с распространенным в литературе подходом, для моделирования процесса объемной конденсации пересыщенного пара использовано кинетическое уравнение для функции распределения капель по размерам и его численное решение моментным методом [8]. Нулевой момент Ω_0 равен числу капель в единице массы смеси, третий момент Ω_3 – их суммарному объему в единице массы смеси, средний размер (радиус) капель есть отношение первого момента к нулевому. Сама функция распределения восстанавливается по результа-

там решения кинетического уравнения. Текущая концентрация конденсирующегося компонента (аналог парциального давления пара) определялась в предположении существования термодинамического равновесия в газовой фазе в процессе объемной конденсации. Соответствующее выражение имеет вид [6]

$$N_{\mathrm{K_2SO_4}} = \left(\sqrt{1+8N_K K_{eq}} - 1\right)^2 \Big/ 16K_{eq}\,, \quad N_K = N_K^0 - \Delta N_K\,. \tag{1}$$

Здесь $N_{\mathrm{K_2SO_4}}$ – текущее число молей сульфата калия в процессе конденсации, N_K^0 – концентрация калия в угле, ΔN_K – убыль калия из газовой фазы, определяемая на каждом шаге численного интегрирования через Ω_3, K_{eq} – константа равновесия реакции образования сульфата калия в газовой фазе продуктов сгорания.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных по фракционному составу образующихся частиц при сжигании углей из КНР Yanzhou (Ca/Si = 1.4) и YZLS (Ca/Si = 0.22) представлено на рис. 2, 3. Фракционный состав вычислялся как отношение массы частиц определенного размера к общей массе частиц. Для возможности сравнения аналогичным образом были обработаны экспериментальные результаты из [5]. Видно, что для угля Yanzhou расчетные данные при T_{fr} = 1700 К (рис. 2, *а*) можно приблизить к экспериментальным данным при значениях коэффициента конденсации β в интервале значений 0.3–1. При T_{fr} = 1900 К (рис. 2, *б*) соответствующие значения β составляют 0.1–0.3.

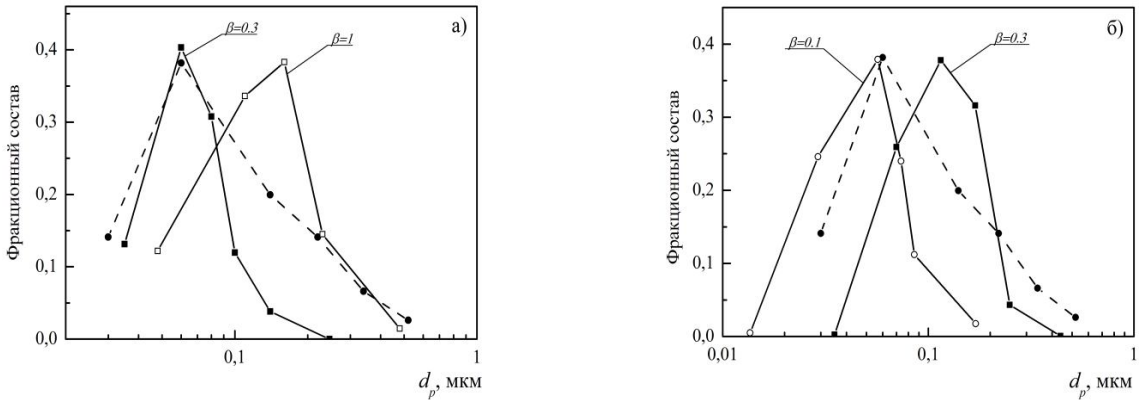


Рис. 2. Фракционный состав частиц, образовавшихся при сжигании Yanzhou, КНР. Сплошные линии – результаты расчетов с учетом образования алюмосиликатов и “замораживания” при T_{fr} =1700 К (*а*), при T_{fr} =1900 К (*б*). Штриховая линия с темными кружками – экспериментальные данные работы [5]

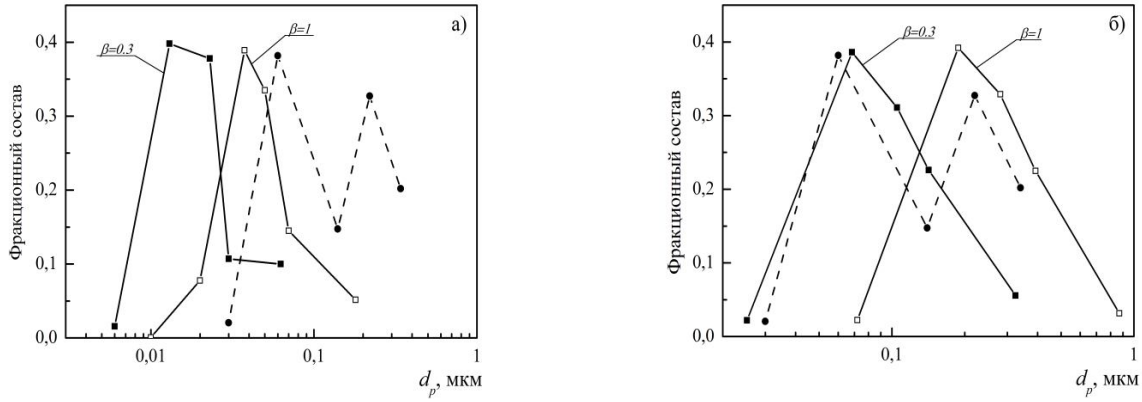


Рис. 3. Фракционный состав частиц, образовавшихся при сжигании угля YZLS, КНР. Сплошные линии – результаты расчетов с учетом образования алюмосиликатов и “замораживания” при T_{fr} =1700 К (*а*), при T_{fr} = 1900 К (*б*). Штриховая линия с темными кружками – экспериментальные данные работы [5]

В то же время для YZLS при T_{fr} = 1700 К (см. рис. 3, *а*) расчетные размеры частиц, соответствующих максимуму фракционного состава, меньше экспериментальных даже при максимально возможном значении β = 1. При T_{fr} = 1900 К (см. рис. 3, *б*) сближение расчетных и экспериментальных данных по фракционному составу для угля YZLS достигается уже при допустимом значении (0 < β < 1) β = 0.3. Таким образом, наличие в модели двух варьируемых параметров – T_{fr} и β – позволило достаточно успешно описать экспериментальные данные для двух углей с различным составом минеральной части, в первую очередь, параметра Ca/Si.

Предложенная модель образования субмикронных частиц при сжигании углей по конденсационному механизму базируется на применении комплексного подхода – термодинамического и кинетического – к описанию процесса объемной конденсации в продуктах сгорания углей. Использование компьютерной реализации модели позволяет моделировать параметры образующихся частиц – концентрацию и распределение по размерам – на основе справочных данных по составу угля. Сопоставление с имеющимися экспериментальными данными для двух углей показывает, что предсказания модели можно рассматривать в качестве ориентиров при организации эффективного улавливания из дымовых газов субмикронных частиц, образующихся при сжигании углей. Задачей дальнейших исследований является совершенствование модели в части учета соединений калия и натрия не только с серой, но и фосфором, а также продолжение ее тестирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-08-00182а).

Литература

1. Перечень загрязняющих веществ, в отношении которых применяются меры государственного регулирования в области охраны окружающей среды. Распоряжение Правительства РФ от 8 июля 2015 г. № 1316-р. URL http://base.garant.ru/71126758/.

2. The National Ambient Air Quality Standards (NAAQS) for Particulate Matter (PM): EPA's 2006 Revisions and Associated Issues // Congressional Research Service 7-5700. RL34762.

3. Yana Jin, Henrik Andersson, Shiqiu Zhang. // Int. J. Environ Res Public Health. 2016. Vol. 13(12). P. 1219.

4. Tomeczek J., Palugniok H. Kinetics of mineral matter transformation during coal combustion // Fuel. 2002. Vol. 81. P. 1251–1258.

5. Zhang L., Ninomiya Y. Emission of suspended PM_{10} from laboratory-scale coal combustion and is correlation with coal mineral properties // Fuel. 2006. Vol. 85. Issue 2. P. 194–203.

6. Лебедева Л. Н., Корценштейн Н. М., Самуйлов Е. В. Термодинамический анализ возможности эмиссии субмикронных частиц при сжигании углей // Теплоэнергетика. 2014. № 12. С. 70–75.

7. Глушко В. П., Гурвич Л. В., Бергман Г. А., Вейц И. В., Медведев В. А., Хачкурузов Г. А., Юнгман В. С. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М.: Наука, 1978–1982. Т. 1–4.

8. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. – 212 с.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА НА МАКРО-, МИКРО- И НАНОМАСШТАБАХ

Ю. А. Кузма-Кичта

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

Эффективность теплонапряженных устройств зависит от надежности их охлаждения. Системы охлаждения должны обеспечивать необходимую интенсивность теплосъема и запас по тепловому потоку относительно критического и для того, чтобы они были достаточными используются интенсификаторы теплообмена на различных масштабах. Настоящая работа посвящена рассмотрению проблемы интенсификации теплообмена на макро-, микро- и наномасштабах и в ней представлены, в основном, результаты собственных исследований, описанные в [1–14].

Интенсификация теплообмена на макромасштабе. Широко распространенным методом интенсификации теплообмена на макромасштабе является закрученная лента и с ее помощью можно повысить критическую тепловую нагрузку. Нами исследован кризис теплообмена при кипении недогретой воды ($x < 0$) в трубе с закрученной лентой и получено обобщенное уравнение, которое используется при создании скелетных таблиц, подобных разработанным для прямолинейных потоков.

Перспективным методом интенсификации теплообмена является облучение поверхности. И при конвекции, и кипении получены очень интересные результаты по влиянию облучения поверхности на теплоотдачу и гидродинамику. В теплообменнике для теплоснабжения на трубах были нанесены облучение и спиральная накатка и получено опережение роста теплоотдачи над потерями давления. Кроме того, для этого теплообменника с указанным комбинированным методом интенсификации теплообмена потери давления оказались меньше, чем для теплообменника с гладкими трубами [3]. Облучение поверхности влияет на отложения. Исследование отложений в водосчетчиках систем теплоснабжения с облученной поверхностью и без облучения в течение года показало, что водосчетчик без облучения покрывается отложениями, тогда как в водосчетчике с лунками отложения не происходят [4].

Интенсификация теплообмена на микромасштабе. Эффективным интенсификатором теплообмена на микромасштабе оказалось микропористое покрытие, которое применили при кипении. Этот метод интенсификации теплообмена стал революционным, если оценивать микропористое покрытие по его эффектам. Наиболее сильное влияние оказывает на теплоотдачу при кипении, если оно изготовлено методом спекания [1]. В большом объеме температурный напор начала кипения уменьшается до нуля, коэффициент теплоотдачи при кипении увеличивается до десяти раз, критическая тепловая нагрузка растет до трех раз и в несколько раз увеличивается теплоотдача при пленочном кипении. При кипении в каналах микропористое покрытие сдвигает возникновение кризиса теплообмена в область больших паросодержаний. Для канала с микропористым покрытием в области низких массовых скоростей при снижении скорости уменьшение граничного паросодержания не происходит. Для расчета теплоотдачи при кипении на поверхности с микропористым покрытием разработана методика, которая описывает интенсификацию теплообмена вследствие роста плотности активных центров парообразования. Микропористое покрытие представляет особый интерес для испарителей и пароперегревателей, так как уменьшает термическую неравновесность парокапельного потока в закризисной области.

Интенсификация теплообмена на макро- и микромасштабах. Ярким примером комбинированного метода интенсификации теплообмена на макро- и микромасштабах явля-

ется змеевик с микропористым покрытием, нанесенным путем спекания. Как обнаружено, при кипении воды в спиральной трубе со спеченным микропористым покрытием коэффициент теплоотдачи в закризисной области в два раза выше, чем в спиральной трубе без покрытия. Повышение теплоотдачи в спиральной трубе с микропористым покрытием происходит за счет закрутки потока, а также турбулизации и вихреобразования в пристенном слое вследствие взаимодействия потока с поверхностью покрытия [1]. Змеевик без покрытия с участком закризисной области из-за неравномерных термических напряжений испытывает значительные деформации, извивается как змея и его ресурс будет коротким, напротив спиральная труба с микропористым покрытием в подобных условиях испытывает намного меньшие деформации и практически неподвижна.

Интенсификация теплообмена на наномасштабе. При исследовании кипения водного раствора обнаружено, что на поверхности нагрева под паровыми пузырями происходит пересыщение жидкой пленки, образование кристаллов соли и их выпадение на поверхность. Кристаллы соли состоят из наночастиц и их можно рассматривать как интенсификаторы теплообмена на наномасштабе, которые образуют дополнительные центры парообразования. Эти дополнительные центры, также как повышение коэффициента теплоотдачи зависит от солесодержания. Предложен метод расчета теплоотдачи при кипении водных растворов [5].

Подобно тому, как при кипении водных растворов на поверхности образуются кристаллы соли, при кипении наножидкости на поверхности в окрестности тройной линии под паровыми пузырями оседают наночастицы и изменяют теплоотдачу. При кипении наножидкости на исходно шероховатой поверхности теплоотдача уменьшается, а при кипении на полированной – возрастает. Эта закономерность была доказана специальными опытами с видеосъемкой [8]. Слой наночастиц на поверхности улучшает поступление жидкости в осушенные участки и критическая тепловая нагрузка увеличивается.

Наночастицы как интенсификатор теплообмена в микроканале. С помощью разработанного метода наночастицы были нанесены в микроканале с размерами 12.5x3x0.2 мм и были получены кривые кипения воды. Было обнаружено, что покрытие из наночастиц окиси алюминия повышает критическую тепловую нагрузку при кипении воды в микроканале до 50%. Наблюдения показали, что кризис кипения в микроканале по своей природе близок к кризису теплообмена второго рода. Поэтому для расчета критической тепловой нагрузки предложено использовать зависимость, полученную ранее при исследовании кризиса теплообмена при кипении водных растворов в трубе [5, 9]. Сопоставление показало, что опытные и расчетные данные по критической тепловой нагрузке согласуются.

Интенсификация теплообмена на микро- и наномасштабе. В слабонаклонных испарителях термостабилизаторов важно, чтобы жидкость смачивала весь периметр трубы. Опыты показали, что слой наночастиц на поверхности позволяет увеличить высоту подъема жидкости, но недостаточно. И тогда в слое наночастиц на поверхности были созданы спиральные траншеи. Спиральные траншеи были образованы при высыхании пленки наножидкости, состоящей из воды, наночастиц оксида алюминия и изопропилового спирта и нагреваемого потоком горячего газа, подаваемом под давлением в тангенциальном направлении. Как было показано, слой наночастиц со спиральными траншеями увеличивает высоту подъема жидкости в несколько раз [15].

Для контроля прочности покрытия из наночастиц разработан метод и проведены ресурсные испытания. Покрытие из наночастиц и полимерной пленки было нанесено в трубе и в течение двух месяцев происходило кипение в условиях естественной циркуляции. Опыты подтвердили стабильность теплоотдачи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 18-08-00183, 19-08-01109) и Фонда содействия инновациям, договор 13390ГУ/2018.

Литература

1. Штутман Б. А., Леньков В. А., Воронцов А. В., Ляховский В. В., Комендантов А. С., Кузма-Кичта Ю. А., Хасанов Ю. Г. Способ получения покрытия на внутренней поверхности трубы и устройство для его осуществления. Пат. № 1 237 310 от 1986.06.15.

2. Дзюбенко Б. В., Кузма-Кичта Ю. А., Кутепов А. М., Свириденко И. П., Федик И. И., Харитонов В. В., Холпанов Л. П. Интенсификация тепло- и массообмена в энергетике. М.: ФГУП ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2003. С. 231.

3. Беляков В. К., Кузма-Кичта Ю. А. Труба с облунением и накаткой. Пат. 2221976 от 20.01.2004

4. Кузма-Кичта Ю. А., Степанов О. С., Кикнадзе Г. И., Гачечиладзе И. А., Данилов М. А., Анчишкин А. С. Устройство для измерения количества прошедшей среды. Пат. 2291399 от 1.06.2007.

5. Седлов А. С., Кузма-Кичта Ю. А. Гидродинамика и теплообмен при кипении водных растворов. М.: Издательский дом МЭИ, 2007. С. 164.

6. Дзюбенко Б. В., Кузма-Кичта Ю. А., Леонтьев А. И., Федик И. И., Холпанов Л. П. Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах. М.: ФГУП ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2008. С. 530.

7. Кузма-Кичта Ю. А. Методы интенсификации теплообмена на макро-, микро- и наномасштабах. М.: Издательство МЭИ, 2013. С. 124.

8. Кузма-Кичта Ю. А., Лавриков А. В., Шустов М. В., Чурсин П. С., Чистякова А. В., Звонарев Ю. А. Жуков В. М., Васильева Л. Т. Исследование интенсификации теплообмена при кипении воды на поверхности с микро- и нанорельефом // Теплоэнергетика. 2014. № 3. С. 35–38.

9. Kuzma-Kichta Yu. A., Leontiev A. I., Lavrikov A. V., Shustov M. V., Suzuki K. Boiling investigation in the microchannel with nano-particles coating // Proceedings of the 15th Intern. Heat Transfer Conference IHTC-15. 2014. August 10–15, Kyoto, Japan.

10. Zhukov V. M., Kuzma-Kichta Yu. A., Lenkov V. A., Lavrikov A. V., Shustov M. V. Enhancement of heat transfer at transition and film boiling of nitrogen on spheres with dimples and low conductivity coating // Proceedings of the 15th Intern. Heat Transfer Conf. IHTC-15. August 10–15, 2014, Kyoto, Japan.

11. Dzubenko B. V., Kuzma-Kichta Yu. A., Leontiev A. I., Fedik I. I., Kholpanov L. P. Heat transfer intensification on macro-, micro- and nanoscales". 2016. Begell House, Inc. P. 564.

12. Леонтьев А. И., Алексеенко С. В., Волчков Э. П., Дзюбенко Б. В., Драгунов Ю. Г., Исаев С. А., Коротеев А. А., Кузма-Кичта Ю. А., Попов И. А., Терехов В. И. Вихревые технологии для энергетики. М.: Издательский дом МЭИ, 2017. С. 350.

13. Choice and justification of the heat transfer intensification methods // J. of Enhanced Heat Transfer. 2018. Vol. 25, No. 6. P. 465–564.

14. Пат. на изобретение № 2665524 «Способ получения наночастиц оксида алюминия». Кузма-Кичта Ю. А, Иванов Н. С., Киселев Д. С., Лавриков А. В. 2018.

15. Кузма-Кичта Ю. А., Иванов Н. С., Лавриков А. В., Штефанов Ю. П., Прокопенко И. Ф. Исследование методов уменьшения термического сопротивления составного термостабилизатора // ТПТ. 2019. № 10. С. 447–452.

УДК 536.75:539.2

ЭВОЛЮЦИЯ АЭРОЗОЛЯ В ОБЛАСТИ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

В. О. Майоров[1,2], А. К. Ястребов[2], В. Ю. Левашов[1,2]

[1]НИИ механики МГУ им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

При попадании аэрозоля в область низкого давления возможна реализация различных высокоинтенсивных процессов. С одной стороны, температура содержащихся в аэрозоле капель оказывается выше температуры, соответствующей по линии насыщения давлению окружающей среды. В этом случае жидкость находится в метастабильном перегретом состоянии и, как следствие, внутри капли возможен процесс интенсивного образования паровых пузырьков. С другой стороны, находящаяся в области пониженного давления капля интенсивно испаряется, из-за этого ее температура убывает, а образовавшийся в исследуемой области пар может стать пересыщенным, в связи с чем возможна конденсация пара как на поверхности капель, так и в объеме.

Описанные выше явления наблюдались в ходе проведения экспериментов [1–4]. В настоящее время процессы, протекающие при впрыске жидкости в область низкого давления, являются слабоизученными, однако они представляют большой интерес, как с точки зрения фундаментального знания, так и для развития различных отраслей, в частности аэрокосмической промышленности. Экспериментальное и теоретическое изучение этих явлений требуется для разработки новых силовых установок космических аппаратов, в которых в качестве топлива используются криогенные жидкости. В момент запуска таких двигателей как раз и наблюдаются вышеописанные явления, которые могут оказывать существенное влияние на работоспособность системы зажигания.

В качестве начального этапа исследования описанных выше процессов, в работе рассматривается пространственно однородная задача в следующей постановке. В замкнутом объеме V находится неконденсирующийся газ с известными начальными параметрами (давлением p_0 и температурой T_0), в который поступает спрей, состоящий из капель криогенной жидкости. Массовый расход G, температура T_{d0} и функция распределения капель по размерам f_0 считаются заданными. Образование паровых пузырей внутри капель в первом приближении не учитывается.

Рассматривается среда, для которой значение числа Кнудсена (отношение длины свободного пробега молекул к радиусу капли) значительно превосходит единицу, поэтому процессы тепло- и массопереноса между каплей и окружающей ее газообразной фазой описываются следующими соотношениями для свободномолекулярного предела [5]:

$$j = \frac{p_s\left(T_d\right)}{\sqrt{2\pi R T_d / \mu_v}} - \frac{p_v}{\sqrt{2\pi R T / \mu_v}}, \tag{1}$$

$$w = \frac{2 j R / \mu_v}{\left(p_v / T - p_s(T_d) / T_d\right)}, \tag{2}$$

$$q = 2 p_g \sqrt{\frac{RT}{2\pi\mu_g}}\left[\frac{T_d - T}{T}\right] + 2 p_s\left(T_d\right)\sqrt{\frac{RT_d}{2\pi\mu_v}} - 2 p_v \sqrt{\frac{RT}{2\pi\mu_v}} - \frac{5}{4} w\left(p_s\left(T_d\right) + p_v\right). \tag{3}$$

Здесь j – межфазный массовый поток, w – переносная скорость пара и q – межфазный тепловой поток. Стоит отметить, что выражения (1)–(3) записаны для коэффициентов термической аккомодации и конденсации равных единице, т. е. в предположении, что все молекулы газа после взаимодействия с поверхностью капли принимают температуру, равную температуре капли, и все молекулы пара, падающие на межфазную поверхность, остаются на ней. Также не учитывается влияние неконденсируемого компонента на интенсивность процессов испарения, которое анализировалась в [6] на основе численного решения системы кинетических уравнений Больцмана. Температура капли T_d, входящая в (1)–(3), определяется из уравнения баланса энергии:

$$\frac{1}{3} r \rho_l C_{pl} \frac{dT_d}{dt} = -j\left[L - C_{pv}\Delta T\right] - q, \tag{4}$$

где r – радиус капли, ρ_l – плотность жидкости, C_{pl} и C_{pv} – изобарная теплоемкость жидкости и пара, L – скрытая теплота парообразования, ΔT – разность температур между каплей и окружающей средой. Величина ΔT вычисляется по-разному для конденсации и испарения. При испарении температуру образовавшегося пара надо изменить от T_d до T, а при конденсации температура пара до его конденсации на поверхности капли меняется от T до T_d. Первое слагаемое в правой части уравнения описывает изменения температуры вследствие фазового перехода (испарения или конденсации), второе – вследствие теплообмена с газообразной фазой.

Для описания системы, содержащей большое число капель, имеющих разные размеры и температуры, используется объемная функция распределения капель по размерам и температурам по аналогии с подходом, рассматриваемым в [7] для описания процесса объемной конденсации. Для вычисления функции распределения используется кинетическое уравнение [8] с модифицированной правой частью:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial\left(\dot{r} f\right)}{\partial r} + \frac{\partial\left(\dot{T} f\right)}{\partial T_d} = \Psi\left(r\right)\delta\left(T_d - T_{d0}\right), \tag{5}$$

где f – объемная функция распределения, $\dot{r}$ – скорость изменения размера капель, $\dot{T}$ – скорость изменения температуры капель, Ψ – источниковый член, описывающий приток капель с заданным расходом и распределением по размеру, δ – дельта-функция Дирака, показывающая, что температура всех попадающих в систему капель равна T_{d0}. В отличие от [8] правая часть уравнения (5) описывает приток новых капель, а не гомогенную нуклеацию, которая в данной работе не рассматривается. Входящие в (5) источниковый член Ψ и также скорости изменения размера и температуры капли вычисляются следующим образом:

$$\Psi\left(r\right) = \frac{G}{V} f_0\left(r\right) \Bigg/ \left(\frac{4}{3}\pi\rho_{liq} \int_0^\infty f_0\left(r\right) r^3 \mathrm{d}r \right), \tag{6}$$

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = -\frac{j}{\rho_l}, \tag{7}$$

$$\dot{T} = \frac{dT_d}{dt} = \frac{3\left[-jL - q\right]}{r\rho_l C p_l}. \tag{8}$$

Также используются уравнения баланса массы отдельных компонентов смеси:

$$\begin{cases} \dfrac{dm_g}{dt} = 0, \\ \dfrac{dm_v}{dt} = G - \dfrac{dm_l}{dt}, \\ \dfrac{dm_l}{dt} = V \dfrac{4}{3} \pi \rho_l \dfrac{d}{dt} \displaystyle\int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \int_0^{\infty} fr^3 dr dT. \end{cases} \tag{9}$$

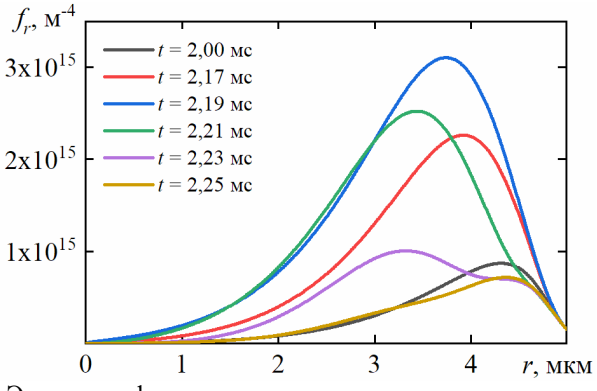
Здесь m_g, m_v и m_l – масса газа, пара и жидкости соответственно. Первое уравнение данной системы учитывает постоянство массы газа (неконденсирующегося компонента) в системе. Согласно второму уравнению системы, изменение массы пара в исследуемой области определяется разностью между массой поступающей жидкости и ее изменением вследствие фазовых превращений. Поскольку предполагается, что температура газообразной фазы изменяется только в результате теплообмена с каплями, уравнение энергии имеет следующий вид:

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = 4\pi \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \int_0^{\infty} qr^2 f dr dT, \tag{10}$$

где ρ и C_p – плотность и изобарная теплоемкость парогазовой смеси. Для замыкания системы уравнений (1)–(10) используется уравнение состояния идеального газа.

Для решения кинетического уравнения (5) используется метод прямого численного решения, основная идея которого заключается в расщеплении по физическим процессам на каждом шаге по времени [9]. Этот метод успешно использовался авторами для решения задач об объемной конденсации пересыщенного пара в различных постановках [5, 8, 10].

Расчеты проводились для жидкого кислорода, впрыскиваемого в гелиевую среду при следующих начальных и граничных условия: объем камеры – 10^{-4} м^3, начальное давление – 0.1 бар, начальная температура – 220 К, массовый расход капель жидкого кислорода – 9.5 г/с, температура капель – 110 К, распределение по размерам поступающих капель задавалось монодисперсным (размер капель – 5 мкм). В результате расчетов были получены временные зависимости функции распределения, основных интегральных характеристик аэрозоля (числовая плотность капель, объемная доля жидкости и средний радиус капель) и газовой фазы (температура, давление). Как показали проведенные расчеты, поступающие в рассматриваемый объем, капли достаточно быстро принимают температуру, соответствующую линии насыщения при давлении в исследуемой области, затем капли начинают нагреваться вследствие конденсации пара на их поверхности и теплообмена с газовой фазой. Также было обнаружено, что качественное изменение функции распределения имеет периодический характер. Для наглядности на рисунке приводится эволюция функции распределения по размерам f_r в течение характерного периода. Функция распределения f_r определятся путем интегрирования функции f по всем температурам капель. В первый полупериод (от 2 до 2.19 мс) преобладает процесс притока капель в исследуемую область и, как следствие, число капель увеличивается. В то же время капли испаряются, максимум функции распределения смещается в область малых радиусов. Во второй полупериод (от 2.21 до 2.25 мс) число капель уменьшается вследствие испарения.



Эволюция функция распределения капель по размерам

Обозначения

C_p – изобарная теплоемкость, Дж/(кг·К); f – объемная функция распределения капель по размерам и температурам, $м^{-4}·К^{-1}$; f_0 – функция распределения по размерам поступающих капель, $м^{-4}$; G – массовый расход капель, кг/с; j – межфазный массовый поток, $кг/(м^2·с)$; L – теплота парообразования, Дж/кг; m – масса компонента, кг; p – давление, Па; q – межфазный тепловой поток, $Вт/м^2$; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); r – радиус капель, м; $\dot{r}$ – скорость изменения размера капли, м/с; T – температура, К; $\dot{T}$ – скорость изменения температуры капли, К/с; t – время, с; V – объем, $м^3$; w – переносная скорость пара, м/с; δ – дельта-функция Дирака, $К^{-1}$; μ – молярная масса, кг/моль; ρ – плотность, $кг/м^3$; Ψ – числовой источник капель, $м^{-4}·с^{-1}$. Индексы: d – параметр капель; g – параметр газа; l – параметр жидкости, s – параметр, соответствующий линии насыщения; v – параметр пара.

Литература

1. Lecourt R., Barricau P., and Steelant J. Spray Velocity and Drop Size Measurements in Vacuum Conditions // At. Sprays. 2009. Vol. 19, No. 2. P. 103–133.

2. Luo M., Haidn O. J. Characterization of Flashing Phenomena with Cryogenic Fluid Under Vacuum Conditions // J. Propul. Power. 2016. Vol. 32, No. 5. P. 1253–1263.

3. Lamanna G., Kamoun H. and Weigand B. Towards a unified treatment of fully flashing spray // Int. J. Multiph. Flow. 2013. Vol. 58. P. 168–184.

4. Lamanna G., Kamoun H., Weigand B., Manfletti C., Rees A., Sender J., Oschwald M., and Steelant J. Flashing behavior of rocket engine propellants // At. Sprays. 2015. Vol. 25, No. 10. P. 837–856.

5. Kortsenshteyn N. M., Yastrebov A. K. Interphase heat transfer during bulk condensation in the flow of vapor – gas mixture // Int. J. Heat Mass Transfer. 2012. Vol. 55. P. 1133–1140.

6. Levashov V. Y., Kryukov A. P., Shishkova I. N. Influence of the noncondensable component on the characteristics of temperature change and the intensity of water droplet evaporation // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 127. P. 115–122.

7. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение. 1974. – 212 с.

8. Корценштейн Н. М., Ястребов А. К. Распределение капель по температурам в процессе конденсационной релаксации пересыщенного пара // Коллоидный журнал. 2015. Т. 77, № 1. С. 44–51.

9. Kortsensteyn N. M., Samuilov E. V., Yastrebov A. K. About use of a method of direct numerical solution for simulation of bulk condensation of supersaturated vapor // Int. J. Heat Mass Transfer. 2009. Vol. 52, No. 3-4. P. 548–556.

10. Mayorov V. O., Yastrebov A. K. Numerical study of bulk condensation in laminar flow diffusion chamber // J. Phys. Conf. Ser. 2017. Vol. 891. P. 012129.

УДК 532.72: 533.15: 536.25:535.36

ОСОБЕННОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ОКРЕСТНОСТИ ТВЕРДОЙ НАГРЕТОЙ ЧАСТИЦЫ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Н. В. Малай[1], Е. Р. Щукин[2], З. Л. Шулиманова[3], Д. Н. Ефимцева[1]

[1]Белгородский государственный национальный исследовательский университет, г. Белгород, Россия
[2]Институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия
[3]Российский университет транспорта, г. Москва, Россия

При взаимодействии конденсированных сред, у которых различные температуры, происходит теплообмен. Значимость процесса теплообмена в производстве, технике, природе определяется тем, что свойства тел самым существенным образом зависят от их теплового состояния, которое в свою очередь само определяется условиями теплообмена. Эти условия оказывают существенное влияние на процессы изменения состояния вещества, механические, тепловые, магнитные и другие свойства тел. Именно этим и объясняется интенсивное развитие теории теплообмена и то исключительно важное значение, которое ей уделяется в энергетике, химической технологии, авиастроении, медицине, сельском хозяйстве.

При описании процесса теплообмена будем использовать термин «относительный перепад температуры» $\Theta(T)$, под которым понимают отношение разности между средней температурой поверхности частицы (тела) T_{iS} и температурой окружающей частицу вязкой газообразной среды вдали от нее T_∞ к последней, т. е. величину $\Theta(T) = (T_{\mathrm{iS}} - T_\infty)/T_\infty$. Относительный перепад температуры считается малым при $\Theta(T) << 1$ и значительным в противном случае. В первом случае вязкая газообразная среда считается изотермической и при ее описании можно не учитывать зависимость коэффициентов молекулярного переноса (вязкости, теплопроводности, диффузии) от температуры, а во втором случае – неизотермической и при ее описании уже необходимо учитывать зависимость коэффициентов молекулярного переноса и плотности газообразной среды от температуры. В работе рассматривается последний случай и поэтому при рассмотрении процесса теплообмена сделаны следующие допущения:

допущение 1: характерные значения времен установления распределения полей температур и скорости течения в среде малы по сравнению с характерным временем нагрева частицы до максимальной температуры. Это означает, что при теоретическом описании теплообмена в силу малости времен тепловой релаксации процессы теплообмена в системе частица–газ протекают квазистационарно;

допущение 2: предполагается, что примеси в частице отсутствуют, т. е. она образована однородным и изотропным по своим свойством веществом;

допущение 3: описание теплообмена рассматривается при значительных (больших) относительных перепадах температуры. При описании свойств газообразной среды и частицы используется степенной вид зависимости вязкости, теплопроводности и плотности от температуры [1]: $\mu_{\mathrm{e}} = \mu_\infty \mathrm{t}_{\mathrm{e}}^{\beta}$, $\lambda_e = \lambda_\infty t_e^{\alpha}$, $\lambda_{\mathrm{i}} = \lambda_{\mathrm{i}0}\mathrm{t}_{\mathrm{i}}^{\gamma}$, где $\mu_\infty = \mu_e(T_\infty)$, $\lambda_\infty = \lambda_e(T_\infty)$, $\lambda_{i0} = \lambda_i(T_\infty)$, $t_k = T_k / T_\infty$ $(k = e,i)$; $0.5 \le \alpha,\beta \le 1$, $-1 \le \gamma \le 1$. Оценку значений коэффициентов теплопроводности и динамической вязкости, например, для воздуха можно проводить соответственно $\alpha = 0.81$, $\beta = 0.72$ ($273\ \mathrm{K} \le T_e \le 900\ \mathrm{K}$). Относительная погрешность не превышает 5% [1];

допущение 4: коэффициент теплопроводности частицы по величине много больше коэффициента теплопроводности газообразной среды, что имеет место для большинства газообразных сред. Это допущение приводит к тому, что в коэффициенте вязкости можно пренеб-

речь зависимостью по углу θ в системе частицы–газообразная среда (предполагается слабая угловая асимметрия распределения температуры) и, следовательно, вязкость связана только с температурой $t_{e0}(r)$, т. е. $\mu_e\left(t_e(r,\theta)\right) \approx \mu_\infty t_{e0}^{\beta}$. При этом $t_e(r,\theta) = t_{e0}(r) + \delta t_e(r,\theta)$, $\delta t_e << t_{e0}$, δt_e, t_{e0}, определяются из решения тепловой задачи. При таком допущении можно рассматривать гидродинамическую часть отдельно от тепловой части, а связь между ними осуществляется с помощью граничных условий. Здесь и далее индексы «e» и «i» будем относить к газу и частице, индексом «s» – обозначены значения физических величин, взятых при средней температуре поверхности частицы равной T_{iS}, а индексом «∞» – обозначены средние значения физических величин, характеризующие газовую среду в невозмущенном потоке.

Рассматривается обтекание неравномерно нагретой крупной [2] твердой частицы сферической формы радиусом R (т. е. частицы, на поверхности которой не происходит фазовый переход) бесконечным плоскопараллельным потоком со скоростью $\boldsymbol{U}_\infty$ ($\boldsymbol{U}_\infty \,||\, Oz$, Oz – направлена горизонтально). Частица нагревается за счет источников тепла плотностью q_i, неравномерно распределенных в ее объеме. Процесс теплообмена будем описывать в сферической системе координат (r, θ, φ), начало которой связанно с центром масс частицы. Задача осесимметрична. В окрестности частицы скорость потока и температура изменяются: скорость из-за возмущающего действия сферы, а температура – из-за неоднородного нагрева поверхности сферы. Поле скорости считается известным из решения соответствующей гидродинамической задачи [3].

С учетом этого в работе решаются конвективное уравнение теплопроводности вне и уравнение теплопроводности внутри частицы соответственно:

$$\rho_e c_p \left(U_e\ \nabla\right) T_e = \operatorname{div}\left(\lambda_e \nabla T_e\right), \tag{1}$$

$$\operatorname{div}\left(\lambda_i \nabla T_i\right) = -q_i . \tag{2}$$

Система дифференциальных уравнений (1), (2) решается со следующими краевыми условиями в сферической системе координат. На поверхности частицы $y = 1$, учитываются равенство температур и равенство потоков тепла, с учетом излучения:

$$T_e = T_i , \quad -\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial y} = -\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial y} - \sigma_0 \sigma_1 R\left(T_i^4 - T_\infty^4\right) \quad \left(y = r / R\right). \tag{3}$$

Здесь σ_0 – постоянная Стефана–Больцмана, σ – интегральная степень черноты вещества частицы.

На большом расстоянии от частицы ($y \to \infty$) температура и давление газообразной среды равна температуре и давлению в невозмущенном потоке:

$$T_e \to T_\infty , \quad P_e \to P_\infty . \tag{4}$$

В центре частицы ($y \to 0$) нужно учесть конечность температуры:

$$T_i \neq \infty . \tag{5}$$

Задача. Вязкая неизотермическая газообразная среда занимает неограниченную область $\Omega_e = R^3 \setminus \Omega_i$ $\left(x \in \Omega_e\right)$, где Ω_i – сферическая область с центром в нуле евклидова пространства R^3. Требуется найти поля температур T_e и T_i в окрестности нагретой частицы и внутри нее, удовлетворяющие уравнениям (1), (2) и краевым условиям (3)–(5).

В задаче имеется малый безразмерный параметр $\varepsilon = \mathrm{Re}_\infty << 1$, $\mathrm{Re}_\infty = \left(RU_\infty \rho_\infty\right)/\mu_\infty$ – число Рейнольдса, что позволяет использовать при решении поставленной задачи теорию возмущения – метод решения математических задач при помощи такой последовательности приближений, которая сходится к решению и строится рекуррентно. Ограничимся при нахождении T_e и T_i до первого порядка малости.

Будем искать решение уравнений (1) и (2) в виде

$$t_i\left(y,\theta\right) = t_{i0}\left(y\right) + \varepsilon t_{i1}\left(y,\theta\right), \quad t_e\left(y,\theta\right) = t_{e0}\left(y\right) + \varepsilon t_{e1}\left(y,\theta\right), \tag{6}$$

и после подстановки (6) в (1) и (2), получаем

$$\mathrm{div}\left(t_{e0}^{\alpha}\left(y\right)\nabla t_{e0}\left(y\right)\right) = 0, \quad \mathrm{div}\left(t_{i0}^{\gamma}\left(y\right)\nabla t_{i0}\left(y\right)\right) = q_{i0}\left(y\right), \tag{7}$$

$$\mathrm{div}\left(t_{i0}^{\gamma}\left(y\right)\nabla t_{i1}\left(y,\theta\right) + \gamma t_{i0}^{\gamma}\left(y\right) t_{i1}\left(y,\theta\right)\nabla t_{i0}\left(y\right)\right) = q_{i1}\left(y\right)\cos\theta\ , \tag{8}$$

$$\frac{\mathrm{Pr}_\infty}{t_{e0}\left(y\right)} V_r^{(e)}\left(y,\theta\right)\frac{d\,t_{e0}\left(y\right)}{d\,y} = \mathrm{div}\left[t_{e0}^{\alpha}\left(y\right)\nabla t_{e1}\left(y,\theta\right) + \alpha t_{e0}^{\alpha}\left(y\right) t_{e1}\left(y,\theta\right)\nabla t_{e0}\left(y\right)\right], \tag{9}$$

$$-\frac{q_i R^2}{\lambda_{i0} T_\infty} = \sum_{n=0}^{\infty} q_{in}\left(y\right) P_n\left(x\right),$$

где $\mathrm{Pr}_\infty = \dfrac{c_p \mu_\infty}{\lambda_\infty}$ – число Прандтля; $P_n\left(x\right)$ – полиномы Лежандра, $x = \cos\theta$.

Решение уравнений (7), (8) имеет следующий вид:

$$t_{e0}\left(y\right) = \left(1 + \frac{\Gamma_0}{y}\right)^{\frac{1}{1+\alpha}}, \quad t_{i0}\left(y\right) = \left(B_0 + \frac{H_0}{y} - \frac{1}{y}\int_y^1 \psi_0 dy + \int_y^1 \frac{\psi_0}{y} dy\right)^{\frac{1}{1+\gamma}}, \quad V = \frac{4}{3}\pi R^3, \quad H_0 = \frac{\left(1+\gamma\right)R^{2.}}{3\lambda_{i0} T_{e\infty}} J_0,$$

$$t_{i1}\left(y\right) = \frac{\cos\theta}{t_{i0}^{\gamma}}\left[B_1 y + \frac{H_1}{y^2} + y\int_1^y \frac{\psi_1}{y^2} dy - \frac{1}{y^2}\int_1^y \psi_1 y dy\right], \quad H_1 = \frac{R^2}{3\lambda_{i0} T_{e\infty}} J_1, \quad J_0 = \frac{1}{V}\int_V q_i dV\ , \ z = r\ \cos\theta,$$

$$J_1 = \frac{1}{V}\int_V q_i z dV = 0\,, \quad \psi_0 = -\frac{R^2\left(1+\gamma\right)}{2\lambda_{i0} T_{e\infty}} y^2 \int_{-1}^{+1} q_i\left(r,\theta\right) dx\,, \quad \psi_1 = -\frac{3R^2}{2\lambda_{i0} T_{e\infty}} y^2 \int_{-1}^{+1} q_i\left(r,\theta\right) x\, dx\,,$$

$$\ell\left(\mathrm{y}\right) = \frac{\Gamma_0}{\mathrm{y} + \Gamma_0}, \quad t_{e1}\left(y\right) = \frac{\cos\theta}{t_{e0}^{\alpha}}\left[\frac{\Gamma_1}{y^2} + \frac{\omega_0}{3}\left(A_2 \frac{\tau_2\left(y\right)}{y} - A_1 \frac{\tau_1\left(y\right)}{y^3}\right)\right], \quad dV = r^2 \sin\theta\, dr\, d\theta\, d\varphi\,,$$

$$\Omega_n^{(1)} = \sum_{k=0}^{n} C_k^{(1)}\,, \quad \Omega_n^{(2)} = \sum_{k=0}^{n} \frac{\Omega_k^{(1)}}{k+1}, \quad \Omega_n^{(3)} = \sum_{k=0}^{n} \left(n-k+1\right)\left(n-k+2\right)\left(n-k+3\right) C_k^{(1)}\,,$$

$$\Omega_n^{(4)} = \sum_{k=0}^{n} \left(n-k+1\right) C_k^{(2)}\,, \quad \Omega_n^{(5)} = \sum_{k=0}^{n} \frac{\Omega_k^{(3)}}{k+4},$$

$$\tau_1(y)=(1-\ell)\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\ell^n\Omega_n^{(1)}}{n+1}-\frac{(1-\ell)^4}{6}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\ell^n\Omega_n^{(3)}}{n+4},\quad \tau_2(y)=\frac{1}{1-\ell}\Big[C_0^{(2)}(1+\ell\ln\ell)+C_1^{(2)}(\ell^2-\ell\ln\ell)-$$

$$-\sum_{n=2}^{\infty}\frac{C_n^{(2)}\ell^n}{n-1}\left(1-\frac{n-1}{n}\ell\right)\Big]+(1-\ell)^2\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\Omega_n^{(4)}\ell^n}{n+2}+\frac{\omega_2}{y^2}(1-\ell)\left[\frac{(1-\ell)^3}{6}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\Omega_n^{(8)}\ell^n}{n+4}-\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\Omega_n^{(7)}\ell^n}{n+1}\right],$$

$\Omega_n^{(7)}=\Omega_n^{(2)}+\ln y\Omega_n^{(1)}$, $\Omega_n^{(8)}=\Omega_n^{(5)}+\ln y\Omega_n^{(3)}$, $\int_V q_i z dV-$ дипольный момент плотности тепловых источников [4] и интегрирование ведется по всему объему частицы. Рекуррентные формулы для нахождения коэффициентов $C_n^{(1)}$, $C_n^{(2)}$ приведены в [3].

Среднее значение температуры поверхности частицы $T_{iS} = t_{iS}T_\infty$ определяется из решения следующей системы трансцендентных уравнений:

$$\begin{cases} t_{iS}=t_{eS}, \\ \dfrac{\ell^{(S)}}{1+\alpha}t_{eS}=\dfrac{R^2}{3\lambda_{eS}T_\infty}J_0-\sigma_0\sigma_1\dfrac{RT_\infty^3}{\lambda_{eS}}\left(t_{eS}^4-1\right) \end{cases},\quad \ell^{(S)}=\frac{t_{eS}^{1+\alpha}-1}{t_{eS}^{1+\alpha}}.$$

Здесь $t_{iS}=t_{i0}(y=1)$, $t_{eS}=t_{e0}(y=1)$.

Постоянные интегрирования B_0, Γ_0, B_1, Γ_1 однозначно определяются из краевых условий (3)–(5), а A_1, A_2 – определяются из краевых условий для компонентов массовой скорости на поверхности частицы. В частности, это могут быть условия прилипания, условия скольжения и т. д. Таким образом, полученные выражения (6) носят общий характер и позволяют рассматривать процесс теплообмена для широкого круга прикладных задач, связанных с теплообменом. В частности, вычислять локальный тепловой поток, молекулярный поток тепла, тепловое число Нуссельта и т. д. Причем при этом учитывается не только молекулярный перенос, но конвективный перенос тепла в окрестности сильно нагретой частицы сферической формы, т. е. высокотемпературный конвективный теплоперенос.

Обозначения

μ_e – коэффициент динамической вязкости, Па·с; q_i – плотность тепловых источников, Вт/м^3; c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К); λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); U_e – массовая скорость, м/с; T – температура, К; P_e – давление, Па.

Литература

1. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. – 720 с.

2. Галоян В. С., Яламов Ю. И. Динамика капель в неоднородных вязких средах. Ереван: Луйс, 1985. – 208 с.

3. Малай Н. В., Щукин Е. Р., Стукалов А. А., Рязанов К. С. Гравитационное движение равномерно нагретой твердой частицы в газообразной среде // ПМТФ. 2008. № 1. С. 74–80.

4. Борен К. Ф., Хафмен Д. Р. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. – 660 с.

УДК 531.135;622.24;620.3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЯЗКОСТИ БУРОВЫХ РАСТВОРОВ НА ВОДНОЙ ОСНОВЕ С ДОБАВКОЙ НАНОЧАСТИЦ

Е. И. Михиенкова[1], А. В. Минаков[1,2], М. И. Пряжников[1,2]

[1]Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Нанотехнологии успешно применяются в различных областях науки и техники, включая электронную схемотехнику, композитные материалы, медицинские и даже потребительские товары. Исследования и разработки в области применения нанотехнологий продолжаются в областях, где наночастицы потенциально могут внести вклад в решение проблем, возникающих в процессе бурения нефтегазовых скважин: ингибирование сланцев, модификация реологии, укрепление стволов скважин, создание высокоэффективных буровых растворов.

Для того чтобы нанотехнологии успешно применялись в буровых растворах, они должны иметь преимущества по сравнению с коллоидными или микроразмерными добавками. Уже существующие исследования дают интересные данные, показывающие перспективность применения нанотехнологий в бурении [1–5]. Тем не менее, необходимы дополнительные исследования наноматериалов и их применения в области буровых растворов.

Авторы [6] базовый буровой раствор готовили путем смешивания бентонита, барита и крахмала в пропорциях 70, 20 и 10 вес.%. К базовому раствору добавляли наночастицы кремния и графита размером 40 нм. Показано, что буровой раствор, модифицированный добавлением наночастиц, лучше сохраняет реологические свойства при более высоком давлении и температуре. Целью исследования [7] было сравнение и оценка влияния различных анионных наноразмерных частиц (кремний, алюминий и титан) на водные буровые растворы с высоким pH (11,5–12). Результаты показывают значительное улучшение реологических свойств флокулированных растворов на водной основе, обработанных 0,1 мас.% или менее нанокремнезема и 0,3 мас.% или меньше нанотитана и наноалюминия. Для более высоких концентраций никаких улучшений достигнуто не было. В работе [8] были протестированы новые буровые растворы на водной основе, которые содержат наночастицы кремния размером 20 нм, для оценки их взаимодействия со сланцами. Обнаружено, что буровые растворы с добавкой наночастиц довольно устойчивы при повышенных давлениях и температурах и обладают широким спектром реологических свойств, хорошей смазывающей способностью.

Из сказанного выше можно сделать вывод, что наночастицы способны поддерживать оптимальные реологические свойства, что позволяет эффективно решать многие проблемы бурения. Их низкая концентрация в системе бурения по сравнению с другими обычными буровыми добавками обеспечивает основу для более эффективных методов бурения. При строительстве скважин в областях аномально высоких пластовых температур необходимо иметь буровые растворы со стабильной вязкостью и реологией. Поэтому целью нашей работы являлось систематическое изучение влияния добавок наночастиц на температурную зависимость вязкости буровых растворов на водной основе.

Исследование реологии созданных буровых растворов проведено при помощи ротационного вискозиметра OFITE HPHT. Данный вискозиметр имеет встроенный термостат, позволяющий задавать и поддерживать с высокой точностью температуру в процессе измерений. Все измерения проведены при атмосферном давлении. Измерения проведены в диапазоне температур: от 25 до 80 °C.

Глинистый раствор приготавливался путем добавления частиц в дистиллированную воду и интенсивном перемешивании в течение 30 мин с помощью высокоскоростной мешалки (OFITE 152-18 – Prince Castle) на 20 000 об/мин. После приготовления глинистая суспензия для стабилизации свойств выдерживалась в течение 2 сут для окончательного набухания глины. Далее в приготовленную таким способом глинистую суспензию вводилось необходимое количество заранее приготовленных наносуспензий. Необходимое количество порошка добавляется в жидкость, после чего полученная суспензия тщательно механически перемешивается. Чтобы разрушить конгломераты наночастиц, суспензии подвергаются обработке ультразвуковым технологическим аппаратом серии «Волна» УЗТА-0,4/22-ОМ.

В результате измерений определялась зависимость вязкости буровых растворов, модифицированных наночастицами, от скорости сдвига и концентрации используемых наночастиц при различной температуре. Типичные результаты, иллюстрирующие основные обнаруженные закономерности приведены на рис. 1–4.

Были рассмотрены глинистые буровые растворы с массовой концентрацией глины 5%. Растворы были модифицированы наночастицами оксида кремния со средним размером около 10 нм. Концентрация наночастиц варьировалась от 0 до 3 мас.%.

Существенной особенностью вязкости буровых растворов является тот факт, что даже без добавления наночастиц эти растворы являются вязкопластическими неньютоновскими жидкостями и их вязкость зависит от скорости сдвига. Это хорошо видно из рис. 1, *а*, *б*.

Анализ температурной зависимости показал, что с увеличением температуры, несмотря на то, что вязкость дисперсионной среды (в данном случае воды) снижается, вязкость глинистых суспензий значительно возрастает. Это связано с тем, что с увеличением температуры происходит уменьшение толщины сольватной оболочки гидратированных частиц бентонита. Это существенно облегчает их коагуляцию и флокуляцию, которые, в свою очередь, ведут к повышению эффективной вязкости. В данном случае было установлено, что повышение температуры с 25 до 80 °С приводит к повышению эффективной вязкости глинистой суспензии более чем в 10 раз. Резкое изменение вязкости и реологических характеристик буровых растворов на водной основе при изменении температуры является негативным обстоятельством, затрудняющим их применение при бурении скважин в условиях высоких температур.

Исследования показали, что у модифицированных наночастицами глинистых растворов с увеличением температуры вязкость также повышается. Однако это повышение не столь существенное как для базовой глинистой суспензии. Так, для бурового раствора с 3 мас.% наночастиц оксида кремния размером 10 нм при повышении температуры с 25 до 80 °С эффективная вязкость увеличивается примерно в 2,5 раза. Это можно видеть из графиков на рис. 2, *а*, *б*, где приведена зависимость относительной вязкости растворов от скорости сдвига. Здесь под относительной вязкостью следует понимать вязкость, отнесенную к вязкости раствора при комнатной температуре. Анализ относительной вязкости показал, что она слабо зависит от скорости сдвига вплоть до очень высоких температур. Особенно это свойство проявляется для буровых растворов, модифицированных наночастицами (рис. 2, *б*). Это означает, что при изменении температуры реология буровых растворов с наночастицами остается стабильной. Что очень важно для их практического применения.

Кроме того, анализ результатов исследований показал, что добавка наночастиц в буровые растворы приводит к увеличению их вязкости при всех рассмотренных температурах, даже при очень низких концентрациях наночастиц (см. рис. 3). С увеличением концентрации наночастиц вязкость возрастает для всех температур. Анализ относительной вязкости (приведенной к вязкости базового раствора) показывает, что с увеличением температуры влияние добавки наночастиц на вязкость буровых растворов снижается. Так, если при комнатной температуре добавка 3 мас.% наночастиц повышает вязкость глинистой суспензии примерно в 8 раз, то при температуре 80 °С, это повышение составляет около 3 раз (см. рис. 4). Это

связано с тем, что при высоких температурах большинство химически активных частиц бентонита уже флокулировали, и действие наночастиц на них становится более слабым.

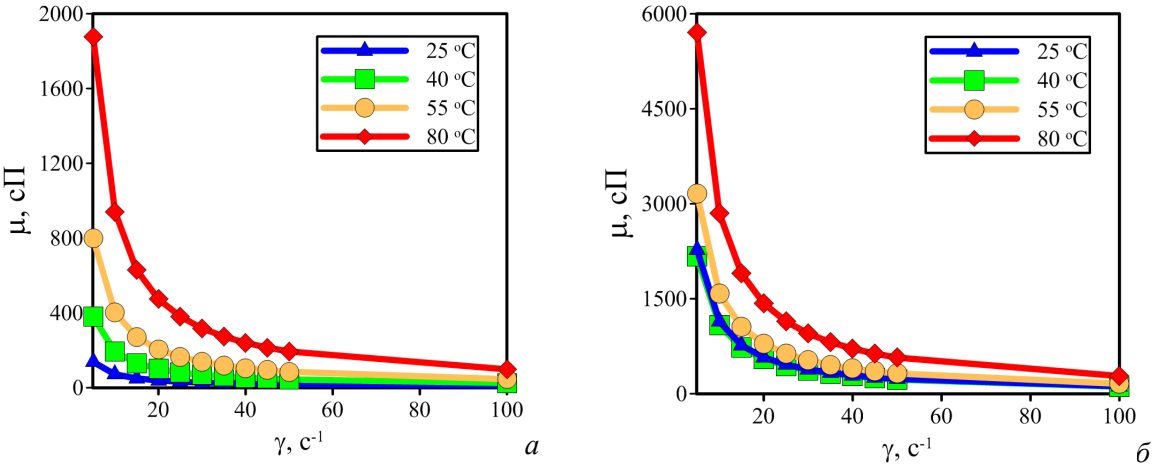


Рис. 1. Зависимость вязкости глинистого (5 мас.%) бурового раствора от скорости сдвига при различных температурах без добавки наночастиц (*а*) и с добавкой 3 мас.% наночастиц SiO_2 (*б*)

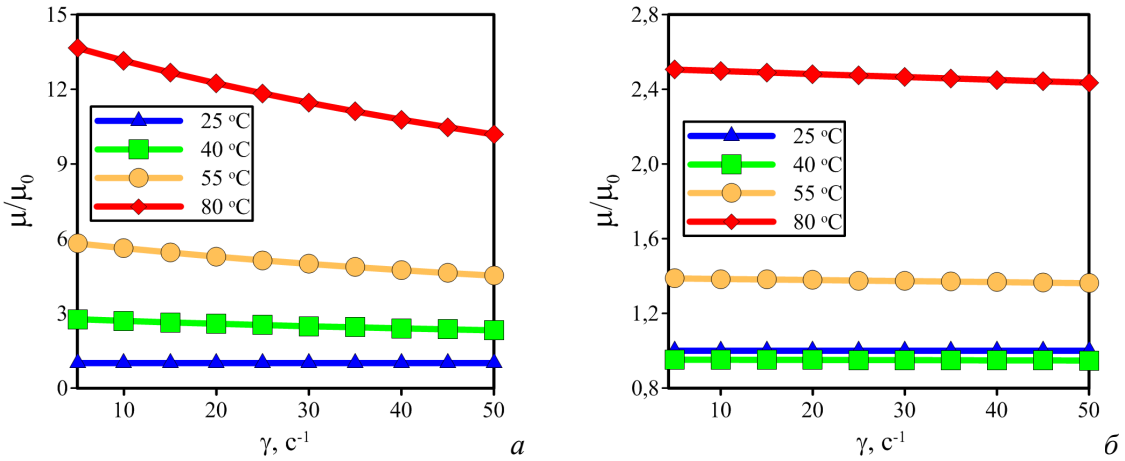


Рис. 2. Зависимость относительной вязкости глинистого (5 мас.%) бурового раствора от скорости сдвига при различных температурах без добавки наночастиц (*а*) и с добавкой 3 мас.% наночастиц SiO_2 (*б*)

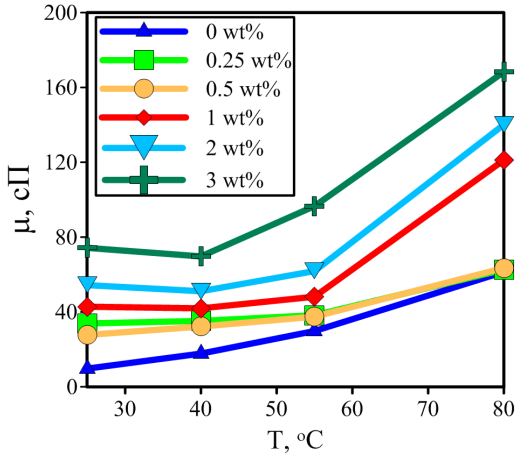


Рис. 3. Влияние концентрации частиц SiO_2 на эффективную вязкость глинистого бурового раствора в зависимости от температуры при скорости сдвига 170 $с^{-1}$

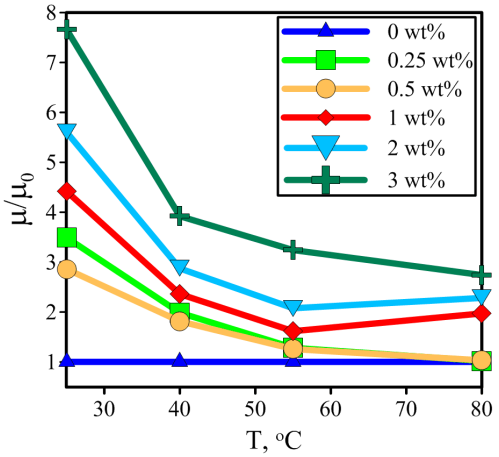


Рис. 4. Зависимость относительной вязкости бурового раствора от температуры при различных концентрациях наночастиц SiO_2 при скорости сдвига 170^{-1}

Проведено систематическое экспериментальное исследование температурной зависимости вязкости буровых растворов, модифицированных наночастицами роксида кремния. Было установлено, что с увеличением температуры влияние добавки наночастиц на вязкость буровых растворов снижается. Так, если при комнатной температуре добавка 3 мас.% наночастиц повышает вязкость глинистой суспензии примерно в 8 раз, то при температуре 80 °C, это повышение составляет около 3 раз.

Кроме того, было обнаружено, что добавка наночастиц делает вязкость бурового раствора менее чувствительной к изменениям температуры. Так, для бурового раствора с 3 мас.% наночастиц оксида кремния размером 10 нм при повышении температуры с 25 до 80 °C эффективная вязкость увеличивается примерно в 2,5 раза, в то время как для базового бурового раствора повышение вязкости при аналогичном увеличении температуры составляет около 10 раз.

Литература

1. Minakov A. V., Zhigarev V. A., Mikhienkova E. I., Neverov A. L., Buryukin F. A., Guzei D.V. The effect of nanoparticles additives in the drilling fluid on pressure loss and cutting transport efficiency in the vertical boreholes // J. of Petroleum Science and Engineering. 2018. Vol. 171. P. 1149–1158.

2. Minakov A. V., Mikhienkova E. I., Zhigarev V. A., Neverov A. L., Rudyak V. Ya. A study of the influence of nanoparticles on the properties of drilling fluids // Colloid J. 2018. Vol. 80, Is. 4. P. 418–426.

3. Minakov A V., Mikhienkova E I., Matveev A V., Neverov A L. Experimental study of antifriction properties of fluids with nanoparticles // J. of Friction and Wear. 2019. Vol. 40, No. 5. P. 420–424.

4. Minakov A. V., Mikhienkova E. I., Voronenkova Y. O., Neverov A. L., Zeer G. M., Zharkov S. M. Systematic experimental investigation of filtration losses of drilling fluids containing silicon oxide nanoparticles // J. of Natural Gas Science and Engineering. 2019. Vol. 71.

5. Devi G., Al-Ruqeishi M., Mohiuddin T. Experimental investigation of drilling fluid performance as nanoparticles // World J. of Nano Science and Engineering. 2013. Vol. 3. P. 53–61.

6. Salih A. H., Bilgesu H. Investigation of rheological and filtration properties of water-based drilling fluids using various anionic nanoparticles. SPE western regional meeting, Society of Petroleum Engineers, 2017.

7. Sharma M. M., Zhang R., Chenevert, M. E., Ji L., Guo Q., Friedheim J. A new family of nanoparticle based drilling fluids. SPE Annual Technical Conference and Exhibition. 2012. Vol. 5. P. 4095–4107.

8. Vryzas Z., Mahmoud O., Nasr-El-Din H.A., Kelessidis V.C. Development and testing of novel drilling fluids using Fe_2O_3 and SiO_2 nanoparticles for enhanced drilling operations // Intern. Petroleum Technology Conference. 2015.

УДК 536.46

ОСОБЕННОСТИ ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СМЕСИ НИЗШИХ СПИРТОВ

Ю. А. Олифиренко[1], А. К. Копейка[1], В. В. Калинчак[1], Д. С. Дараков[1], Л. Раславичус[2]

[1]Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, г. Одесса, Украина
[2]Department of Transport Engineering, Kaunas University of Technology, Kaunas, Lithuania

Для ослабления негативного воздействия на биосферу антропогенного фактора среди прочего используется и частичная замена традиционных ископаемых горючих на аналогичные им топлива биологического происхождения, такие как низшие спирты и эфиры жирных кислот. Однако отличия их теплофизических свойств влияют на скорость испарения капель топлива, которое предшествует воспламенению и горению топливовоздушной смеси.

В настоящей работе представлены результаты теоретических исследований испарения одиночных капель трехкомпонентной смеси этанола, пропанола и бутанола с использованием приближения дискретно-компонентного подхода [1]. В рамках этого приближения для каждой из компонент смеси записывается уравнение скорости ее испарения $\dot{m}_i = -j_i$, где массовый поток j представлен суммой двух слагаемых, последнее из которых является вкладом за счет стефановского потока:

$$\frac{\dot{m}_i}{4\pi r^2} = -D_i \frac{d\rho_i}{dr} + \rho_i V \,. \tag{1}$$

Решением (1) является выражение для скорости испарения капли:

$$\dot{m}_i = 2\pi R Sh_{1i} \rho_g \varepsilon_i D_i \ln(1 + B_{M,i}) \,. \tag{2}$$

Здесь

$$B_{M,i} = \frac{P_i}{P - P_i};\quad \mathrm{Sh}_{1i} = 2 + \frac{\mathrm{Sh}_{0i} - 2}{F_{M,i}};\quad F_{M,i} = \left(1 + B_{M,i}\right)^{0,7} \frac{\ln\left(1 + B_{M,i}\right)}{B_{M,i}};\quad \mathrm{Sh}_{0i} = 2 + 0{,}6 \cdot \mathrm{Re}^{1/2}\, \mathrm{Sc}_i^{1/3} \,.$$

Принимая во внимание, что некоторые из параметров этой нестационарной задачи зависят от температуры капли, систему уравнений массопереноса (1) следует дополнить уравнением теплового баланса:

$$\frac{4}{3}\pi R^3 \rho_к c_к \frac{dT_S}{dt} = 4\pi R^2 \alpha \left(T_\infty - T_S\right) - \sum_i \dot{m}_i L \,, \tag{3}$$

$$\alpha = \frac{\mathrm{Nu}\lambda}{2R};\quad \mathrm{Nu} = \mathrm{Nu}_1 \frac{\ln\left(1 + B_T\right)}{B_T};\quad \mathrm{Nu}_1 = 2 + \frac{\mathrm{Nu}_0 - 2}{F_T};\quad F_T = \left(1 + B_T\right)^{0,7} \frac{\ln\left(1 + B_T\right)}{B_T};$$

$$\mathrm{Nu}_0 = 2 + 0{,}6\, \mathrm{Re}^{1/2}\, \mathrm{Pr}^{1/3},$$

где $B_T = c_p\left(T_\infty - T_S\right)\big/L$ – число Сполдинга для теплопереноса. Здесь и далее принимается, что скорость выравнивания температуры внутри капли превышает скорость теплообмена с окружающей средой, а теплота парообразования для смеси подчиняется аддитивному закону: $L = \sum_i \varepsilon_i L_i$.

Численное решение системы нелинейных уравнений (2) и (3) проводилось для случая испарения капель эквимольной смеси низших одноатомных спиртов при различных температурах окружающей среды. Результаты расчета в виде зависимости квадрата диаметра и температуры капли от времени, нормированного на квадрат начального диаметра капли, представлены на рис. 1–6. При анализе указанных зависимостей прежде всего представляют интерес следующие диапазоны температур внешней среды: 300–320 К (ниже температур кипения компонент), 340–380 К (вблизи $T_{кип}$) и 450–600 К (выше $T_{кип}$). Характерной особенностью динамики изменения квадрата диаметра капли является чередование линейных участков и небольших по длительности нелинейных переходов между ними. При температурах среды ниже $T_{кип}$ эти участки отличаются по углу наклона, т. е. изменяется скорость испарения капли. Аналогичные закономерности наблюдались в [2] для испарения смеси алканов. Характерно, что температура капли изменяется плавно и незначительно.

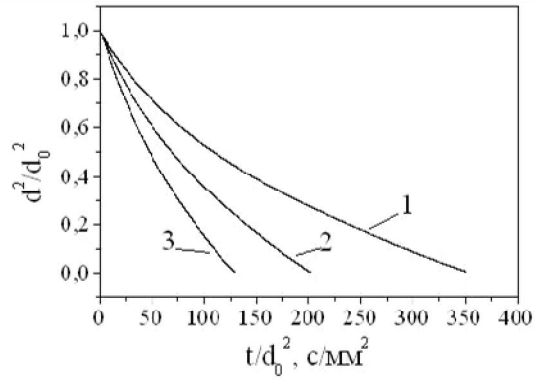


Рис. 1. Динамика изменения квадрата диаметра капли: 1 – температура среды 300 К, 2 – 310, 3 – 320

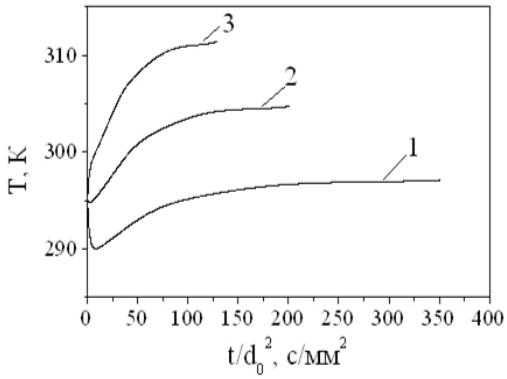


Рис. 2. Динамика изменения температуры капли: 1 – температура среды 300 К, 2 – 310, 3 – 320

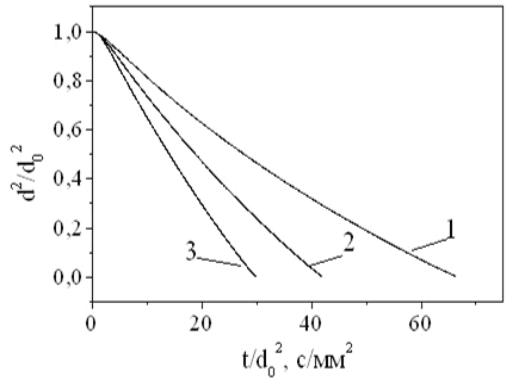


Рис. 3. Динамика изменения квадрата диаметра капли: 1 – температура среды 340 К, 2 – 360, 3 – 380

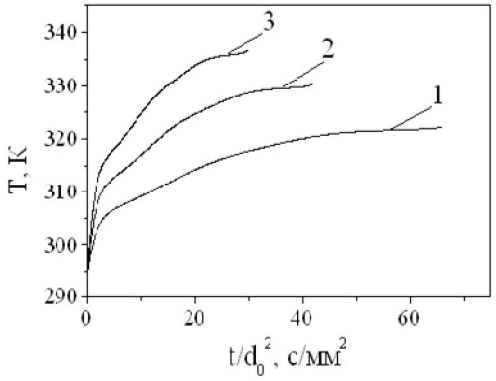


Рис. 4. Динамика изменения температуры капли: 1 – температура среды 340 К, 2 – 360, 3 – 380

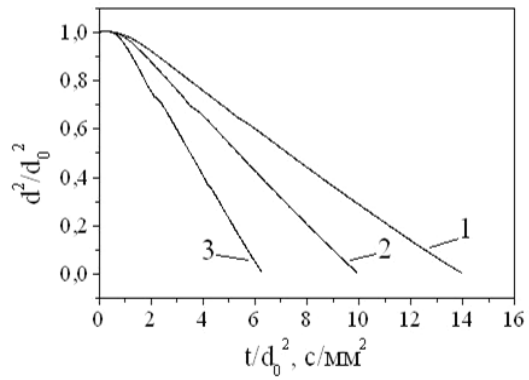


Рис. 5. Динамика изменения квадрата диаметра капли: 1 – температура среды 450 К, 2 – 500, 3 – 600

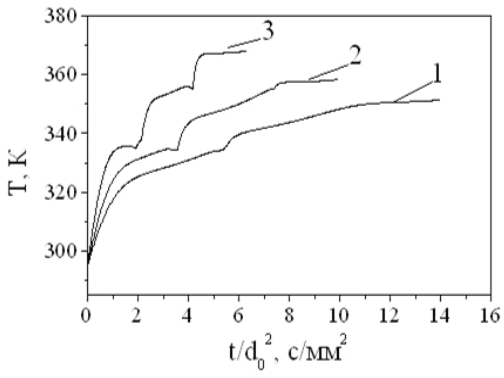


Рис. 6. Динамика изменения температуры капли: 1 – температура среды 450 К, 2 – 500, 3 – 600

Качественно иная ситуация наблюдается при $T_\infty > T_{кип}$. В этом случае в начале происходит прогрев капли, при котором она несколько увеличивается в объеме за счет теплового расширения. Затем происходит стабилизация температуры капли и ее стационарное испарение, которое вновь сменяется нелинейным участком графика $d^2/d_0^2\left(t/d_0^2\right)$ и соответствующим прогревом капли, после чего ситуация повторяется. Для случая же T_∞, близких к $T_{кип}$, наблюдается картина, переходная между двумя описанными выше крайними случаями. Возможной причиной таких нелинейных переходов является поэтапное испарение отдельных составляющих смесевого топлива. Для проверки этого предположения проводился анализ качественной картины изменения состава смеси в процессе испарения капли (рис. 7, 8).

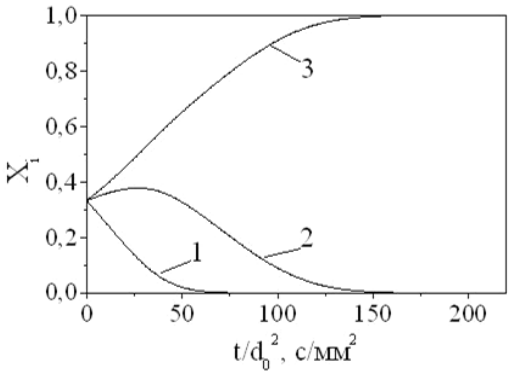


Рис. 7. Динамика изменения состава капли (мольных долей составляющих) при температуре среды 310 К: 1 – этанол, 2 – пропанол, 3 – бутанол

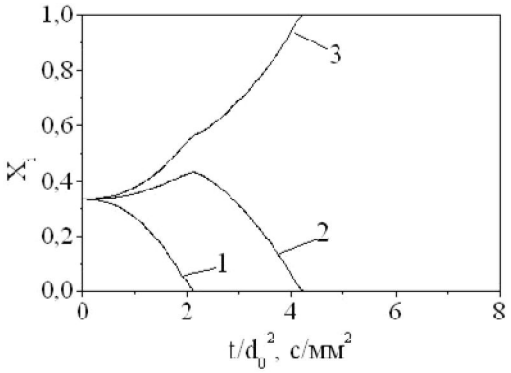


Рис. 8. Динамика изменения состава капли (мольных долей составляющих) при температуре среды 600 К: 1 – этанол, 2 – пропанол, 3 – бутанол

Из сравнения данных, представленных на рис. 7 и 1, видно, что в первую очередь испаряется этанол, как более летучая составляющая, вследствие чего возрастает содержание в капле пропанола и бутанола. После полного удаления этанола из капли замедляется ее испарение в целом, так как наступает стадия активного испарения пропанола. На завершающей стадии в капле остается только бутанол, как наименее летучая составляющая. Его испарению соответствует последний участок графика $d^2/d_0^2\left(t/d_0^2\right)$ с наименьшим наклоном.

Аналогичная картина смены состава капли наблюдается и при высоких температурах (рис. 8 и 6). Однако здесь стадийность испарения проявляется не в изменении скорости испарения капли, а в нескольких резких скачках ее температуры. Первый из них соответствует начальному прогреву капли, второй – моменту полного испарения этанола, третий – пропанола. Им соответствуют кратковременные участки замедления уменьшения объема капли вследствие конкуренции процессов теплового расширения и испарения.

Анализ зависимости динамики испарения капель исследуемой топливной смеси позволил также оценить величину константы испарения капли, значения которой оказались в удовлетворительном качественном согласовании с экспериментальными данными.

Обозначения

$\dot{m}_i$ – скорость испарения i-й составляющей, кг/с; j – полный поток паров с поверхности капли, кг/с; D – коэффициент диффузии паров в воздухе, м^2/с; ρ – плотность паров, кг/м^3; V – скорость стефановского потока, м/с; R – радиус капли, м, d – диаметр капли, м; d_0 – начальный диаметр капли, м; ε – массовая доля паров в смеси; T_∞ – температура среды, К; T_S – температура поверхности капли, К; $T_{кип}$ – температура кипения топлива, К; $\rho_к$ – плотность жидкости, кг/м^3; $c_к$ – удельная теплоемкость жидкой смеси, Дж/(кг·К); c_p – удельная теплоемкость паровоздушной смеси, Дж/(кг·К); λ – коэффициент теплопроводности среды, Вт/м^2;

α – коэффициент теплоотдачи на поверхности капли, Вт/м^3; L – удельная теплота испарения, Дж/кг; Pr – критерий Прандтля; Re – критерий Рейнольдса; Sc – число Шмидта; Le – критерий Льюиса; индекс *i* указывает на характеристики одной составляющей смеси.

Литература

1. Sazhin S. Droplets and Sprays. London: Springer-Verlag, 2014.
2. Zhang L. Vaporization modeling of petrolium-biofuel drops using a hybrid multi-component approach // Combustion and Flame. 2010. Vol. l57. P. 2165–2174.

УДК 535.3:621.3.73.8

НАГРЕВ НАНОЧАСТИЦ И НАНОЖИДКОСТЕЙ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ПРЯМЫХ АБСОРБЦИОННЫХ ТЕРМАЛЬНЫХ КОЛЛЕКТОРАХ

В. К. Пустовалов[1], А. Л. Худолей[2]

[1]Белорусский национальный технический университет, г. Минск
pustovalovv@mail.ru
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
khudoley@hmti.ac.by

Представлена аналитическая модель нагрева наночастиц и наножидкости (наночастицы и окружающая жидкость) оптическим излучением и временные зависимости их температур. Установлено влияние концентраций, размеров и других параметров наночастиц на динамику и результаты оптического нагрева. Металлические (Ni) и двухслойные (Ni–NiO) наночастицы с радиусами в диапазоне 25–125 нм и максимальными значениями их энергетического q_{abs} и оптического P_1 параметров могут быть использованы для эффективного поглощения оптического излучения и нагрева наночастиц и наножидкостей в спектральном интервале 200–1100 нм в объемном абсорбционном термальном коллекторе. Представленные результаты могут быть использованы для повышения эффективности поглощения энергии оптического (солнечного) излучения наножидкостями и их нагрева, а также могут быть применены для разработки новых рабочих наножидкостей и их нагрева в коллекторах прямого поглощения и для нелинейной оптической тепловой диагностики наножидкостей.

Недавно было предложено использовать наножидкость (НЖ) с наночастицами (НЧ) в тепловых коллекторах в качестве рабочей жидкости, которая непосредственно поглощает оптическое (солнечное) излучение для повышения количества поглощенной энергии излучения и эффективности коллекторов [1, 2]. НЖ представляет собой суспензию НЧ в базовой жидкости (в воде) и обладает лучшими оптическими и теплофизическими свойствами, чем обычная жидкость. Выбор подходящих НЧ и НЖ для обеспечения наилучших оптических и фототермических свойств для поглощения излучения НЖ и максимальной эффективности поглотителя с учетом влияния плазмонных резонансов НЧ очень важен для наилучшего использования оптической (солнечной) энергии. Оптические свойства НЧ и НЖ были исследованы [2–4] для эффективного поглощения энергии излучения.

Теоретическое исследование, описывающее зависимости температур НЧ и НЖ под действием оптического излучения, проводится для применений в тепловых коллекторах прямого поглощения энергии излучения. Основной проблемой является необходимость одно-

временного учета спектральных зависимостей интенсивности оптического излучения и оптических свойств НЧ, а также других свойств НЧ, для достижения максимального поглощения и нагрева НЧ и НФ под действием оптического излучения. Для исследования на основе анализа их оптических свойств были выбраны металлические однородные наночастицы никеля (Ni), золота (Au) и двухслойные наночастицы Ni-NiO с металлическим ядром и окисной оболочкой с радиусами в диапазоне 25–125 нм. НЧ Au часто используются в экспериментах [1, 2] и сравнение с ними представляет интерес для оценки эффективности использования предлагаемых нами Ni и NiO НЧ.

Нагревание НЧ и жидкости описывается следующей системой уравнений:

$$c_0\rho_0 V_0 \frac{\partial T_0}{\partial t} = q_{\text{abs}} - 4\pi r_0 k_m \left(T_0 - T_m\right), \;\; c_m\rho_m \frac{dT_m}{dt} = N_0 4\pi r_0 k_m \left(T_0 - T_m\right), \tag{1}$$

$$T_0(t=0) = T_\infty, \quad T_m(t=0) = T_\infty, \tag{2}$$

где ρ_0, c_0 – плотность и теплоемкость материала НЧ соответственно, рассматривается сферическая НЧ радиусом r_0, $V_0 = 4/3\pi r_0^3$ – объем НЧ, T_0 – температура НЧ, равномерная по ее объему, T_∞ – начальная температура НЧ и окружающей среды, c_m, ρ_m, T_m – теплоемкость, плотность и температура окружающей жидкости соответственно, N_0 – концентрация НЧ, κ_m – коэффициент теплопроводности жидкости. Выражения

$$q_{\text{abs}} = \pi r_0^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_S(\lambda) K_{abs}(r_0,\lambda) d\lambda, \qquad q_{\text{abs}} = \pi r_1^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_S(\lambda) K_{abs}(r_1,\lambda) d\lambda$$

рассматриваются как интегральные значения энергии оптического излучения, поглощенной одиночной однородной с r_0 и двухслойной с r_1 НЧ. Указанные длины волн λ_1, λ_2 означают границы рассматриваемого оптического спектра, $K_{\text{abs}}(\lambda)$ – фактор эффективности поглощения излучения НЧ [3]. Использовались предположения об однородном облучении объема НЖ и квазистационарном теплообмене НЧ с окружающей жидкостью за счет теплопроводности. Все представленные ниже результаты одинаково применимы для однородных с r_0 и двухслойных с r_1 НЧ.

Коэффициент поглощения излучения водой изменяется в диапазоне 10^{-4}–$3\cdot10^{-1}$ см$^{-1}$ в спектральном интервале 200–1100 нм, и в данном интервале поглощение излучения водой значительно меньше, чем поглощение НЧ с r_0, $r_1 \sim 100$ нм при их концентрации $N_0 = 10^9$, 10^{10} см$^{-3}$. В результате поглощением оптического излучения водой в этом спектральном интервале практически можно пренебречь. Вода является доминирующим фактором (до 5 раз и более) в поглощении оптического излучения в спектральном интервале $\lambda > 1100$ нм, где коэффициент поглощения излучения водой составляет $\sim10^1$–10^2 см$^{-1}$ и более. Поглощение оптического излучения в этом спектральном интервале и выделение энергии будут реализовываться в тонком слое воды толщиной около $\sim10^{-1}$–10^{-2} см (величина, обратная коэффициенту поглощения), что препятствует реализации объемного поглощения оптического излучения. Наше исследование сосредоточено на спектральном интервале 200–1100 нм.

Спектральная интенсивность излучения I_S в зависимости от длины волны λ может быть смоделирована спектром излучения абсолютно черного тела с распределением Планка, которое является функцией длины волны λ и температуры T_S источника излучения

$$I_S \sim \frac{\pi h c^2}{\lambda^5 \left(\exp\left(hc \big/ \lambda k T_S \right) - 1 \right)}, \tag{3}$$

где h и k – постоянные Планка и Больцмана, c – скорость света.

При непрерывном воздействии оптического излучения значения температур T_0, T_m из (1), (2) для $t >> \tau_0$, где τ_0 характерное время установления теплообмена между НЧ и жидкостью ($\tau_0 \sim 10^{-7}$ с для $r_0 \sim 100$ нм), равны

$$T_0 \approx T_\infty + \frac{q_{abs} N_0}{c\rho} t + \frac{q_{abs} \left(c_m \rho_m\right)^2}{4 k_m \pi r_0 \left(c\rho\right)^2}, \tag{4}$$

$$T_m \approx T_\infty + \frac{q_{abs} N_0}{c\rho} t - \frac{q_{abs} c_m \rho_m N_0 c_0 \rho_0 V_0}{4 k_m \pi r_0 \left(c\rho\right)^2}, \quad T_0 - T_m = \frac{q_{abs} c_m \rho_m}{4 k_m \pi r_0 c\rho},$$

$c\rho = c_m \rho_m + 4\pi r_0^3 c_0 \rho_0 N_0 / 3$ – теплоемкость НЖ или аналогичные уравнения для двухслойной НЧ с r_1. Ниже рассмотрим нагрев НЧ солнечным излучением с $T_S = 5500$ К, при этом основные закономерности справедливы для любого излучения вида (3).

Параметр оптической эффективности использования энергии оптического излучения на нагрев НЧ P_1 равен

$$P_1 = \frac{q_{abs}}{q_{sca}}, \quad q_{sca} = \pi r_0^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_S(\lambda) K_{sca}(r_0, \lambda) d\lambda, \quad q_{sca} = \pi r_1^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_S(\lambda) K_{sca}(r_1, \lambda) d\lambda,$$

q_{sca} – интегральная мощность оптического излучения, рассеянного одной НЧ. Параметр P_1 определяет соотношение между интегральными энергиями оптического излучения, которые поглощаются и рассеиваются НЧ.

На рис. 1, *а* представлены зависимости q_{abs}, P_1 от r_0 для однородных наночастиц Ni, Au и для двухслойной НЧ Ni–NiO от r_1 для интервала длин волн 200–1100 нм. Выражение q_{abs} определяет выделение энергии в НЧ (1), скорость нагрева НЧ и НЖ, количественные значения и временные зависимости T_0, T_m (2). Зависимость q_{abs} от r_0 для Au НЧ идет значительно ниже, чем для Ni, Ni–NiO НЧ, что свидетельствует о более эффективном нагреве последних НЧ. Параметр P_1 для Au НЧ с $r_0 > 50$ нм меньше единицы и резко уменьшается с ростом r_0, что свидетельствует о доминировании рассеяния излучения над его поглощением и снижении эффективности поглощения и нагрева этих НЧ.

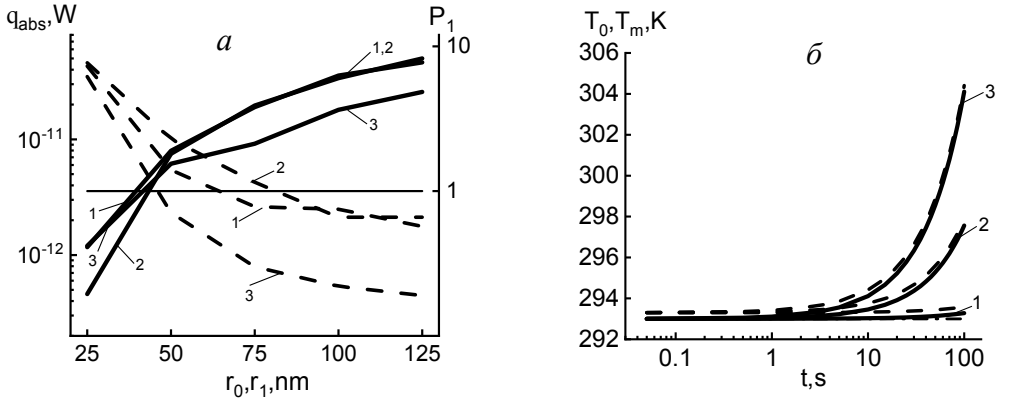


Рис. 1. Зависимости q_{abs} (сплошные), P_1 (пунктирные) для однородных НЧ Ni (1), Au (3) от r_0 и q_{abs}, P_1 для двухслойной Ni-NiO (2) от r_1 (*а*) и временные зависимости температур T_0 (пунктирные) НЧ Ni с $r_0 = 25$ (1), 75 (2) и 125 (3) нм, окружающей воды T_m (сплошные) для НЖ с НЧ Ni с $r_0 = 25$ (1), 75 (2) и 125 (3) нм при концентрации НЧ $N_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$, и чистой воды T_m (штрихпунктирные), которые нагреваются излучением (*б*) в спектральном интервале 200–1100 нм. Горизонтальная сплошная линия обозначает значение $P_1 = 1$ (рисунок *а*)

На рис. 1, *б* представлены временные зависимости температуры T_0 Ni НЧ с r_0 = 25, 75, 125 нм, и температуры T_m окружающей воды в наножидкости с Ni НЧ с r_0 = 25, 75, 125 нм при их концентрации $N_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$, а также чистой воды без наночастиц, нагреваемых солнечным излучением, на основе представленных решений (4). Тепловая энергия единичного объема окружающей воды при начальной температуре T_∞ = 273 К равна $E_{m\infty} = c_m\rho_m T_\infty = 1{,}14\cdot10^3$ Дж/см^3 и намного больше тепловой энергии $E_{0\infty} = N_0 c_0 \rho_0 V_0 T_\infty = 3{,}13\cdot10^{-2}$ Дж/см^3 системы Ni НЧ с r_0 = 100 нм и концентрацией НЧ $N_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$. Нагрев окружающей воды под действием оптического излучения на НЧ осуществляется за счет развитого теплообмена НЧ, нагреваемых излучением, с водой при длительном воздействии излучения.

Температуры T_0 и T_m линейно увеличиваются во времени t из-за условия отсутствия потерь тепла за пределами облучаемого объема, и это решение применимо в течение периода времени, пока тепловые потери из объема абсорбера незначительны. Следует отметить, что временные линейные зависимости T_0, T_m были экспериментально отмечены [1, 5] для начального периода нагрева. Температуры T_0, T_m пропорциональны концентрации НЧ N_0. Поглощение энергии в НЧ и ее теплообмен приводят к увеличению температур T_0 и T_m во времени с небольшой разницей между ними из-за интенсивного теплообмена НЧ с окружающей средой. Значительный нагрев воды начинается с момента $t \sim 1$ с, когда величина тепловой энергии, передаваемой от системы НЧ в воду до этого момента, достаточна для повышения температуры T_m с учетом большой разницы между теплоемкостями воды и системы НЧ, упомянутой выше. Температуры T_0 и T_m достигают значения около ~304 К (T_∞ = 293 К) для r_0 = 125 нм) при $t \approx 100$ с, однако при r_0 = 25 нм T_0 и T_m достигают значения около ~293,5 К. Очевидно, что нагрев НЧ и воды для $N_0 = 10^9$ см$^{-3}$ меньше, чем для $N_0 = 10^{10}$ см$^{-3}$. Чистая вода не нагревается солнечной энергией в течение представленного периода времени.

Интеграл энергии, описывающий сохранение тепловой энергии в НЖ под действием оптического излучения в течение времени t:

$$N_0 c_0 \rho_0 V_0 \left(T_0 - T_\infty\right) + c_m \rho_m \left(T_m - T_\infty\right) = q_{abs} N_0 t,$$

$q_{abs}N_0$ – интегральная поглощенная мощность оптического излучения в единице объема НЖ.

Условия достижения максимального поглощения оптической радиации НЧ требуют использования предельных значений r_0 (r_1), q_{abs}, P_1, для достижения наилучшего нагрева НЖ дополнительно требуется использование максимально возможного значения N_0 и минимальных значений c_m, ρ_m.

Предложены новые подходы для нагрева отдельных НЧ и НЖ, содержащих НЧ, оптическим излучением, которые могут применяться для эффективного использования энергии оптического (солнечного) излучения. Исследованы нагрев отдельных НЧ и окружающей воды излучением и получены аналитические временные зависимости их температур. Введены новые параметры q_{abs}, q_{sca}, которые можно рассматривать как интегральную поглощенную и рассеянную мощность оптического излучения НЧ. Установлено влияние других параметров НЧ на динамику и результат оптического нагрева. Максимальные поглощение и нагрев НЧ и НЖ под действием оптического излучения может быть достигнуто путем выбора параметров НЧ и жидкости.

Из приведенных результатов следует, что наночастицы золота обладают меньшей эффективностью для использования их в абсорберах прямого поглощения. Металлические Ni и двухслойные Ni–NiO наночастицы с радиусами в диапазоне ~75–125 нм и максимальными значениями энергетических q_{abs} и оптических $P_1 > 1$ параметров могут быть использованы для эффективного поглощения оптического излучения и нагрева наночастиц и наножидкостей в спектральном интервале 200–1100 нм в объемном поглотителе.

Литература

1. Amjad M., Razaa G., Xinc Y., Pervaiza S., Xuc J., Duc X. and Wen D. Volumetric solar heating and steam generation via gold nanofluids // Appl. Energy. 2017. Vol. 206. P. 393–400.
2. Gorji T. and Ranjbar A. A numerical and experimental investigation on the performance of a low-flux direct absorption solar collector (DASC) using graphite, magnetite and silver nanofluids // Solar Energy. 2016. Vol. 135. P. 493–505.
3. Pustovalov V. K., Astafyeva L. G. and Fritzsche W. Analysis of optical properties of spherical metallic nanoparticles for effective absorption of solar radiation and their heating // Solar Energy. 2015. Vol. 122. P. 1334–1341.
4. Pustovalov V. K. Modeling and analysis of optical properties of nanoparticles and nanofluids for effective absorption of solar radiation and their heating – Review // Springer Nature Appl. Sci. 2019. Vol. 1. P. 356.
5. Ishii S., Sugavaneshwar R., Chen K., Dao T. and Nagao T. Solar water heating and vaporization with silicon nanoparticles at Mie resonances // Optical Materials Exp. 2016. Vol. 6. P. 640–648.

УДК 66.096.5;544.47;661.666.23;620.3

МОДИФИКАЦИЯ ПОРОШКОВЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ В ПСЕВДООЖИЖЕННОМ СЛОЕ

О. С. Рабинович, А. Н. Циценко, А. Г. Петрович, В. Е. Иванов

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
orabi@hmti.ac.by

Технология псевдоожиженного слоя предоставляет большие возможности для синтеза и модификации перспективных порошковых углеродных материалов, в частности, углеродных нанотрубок (УНТ). Эта технология в применении к указанным процессам имеет ряд решающих преимуществ: высокая производительность, малые энергетические затраты, возможности настройки процессов и управления ими, практическое отсутствие выбросов, загрязняющих окружающую среду.

Многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ) стали предметом серьезных научных исследований, начиная с 1952 г. (см. работу [1] и ссылки в ней). Многие их уникальные свойства, определяемые наноразмерной структурой, уже используются в различных прикладных областях [2, 3]. Однако технологический потенциал углеродных нанотрубок реализован в настоящее время далеко не полностью. Исследования последнего времени показали, что исходные МУНТ, полученные тем или другим методом, нельзя рассматривать как готовый компонент композиционных материалов [4]. Важнейшая причина этого состоит в том, что применение углеродных нанотрубок в качестве компонента композиционного материала не дает ожидаемого результата из-за отсутствия у них физического или химического сродства к другим составляющим композита. Необходима модификация МУНТ для придания им свойств, соответствующих конкретной цели их применения. Для того чтобы добиться максимального эффекта от использования нанотрубок в композитах, необходимо создать на их поверхности локальные активные центры или химические включения, т. е. осуществить функционализацию нанотрубок. Например, для введения углеродных нанотрубок в металло-

композиты поверхность нанотрубок следует металлизировать [5], их использование в качестве сенсоров газовых сред требует металлооксидного покрытия [6], а для применения углеродных нанотрубок как компонента композитного анода Li-ионных источников тока необходимо декорировать их поверхность кремнием [7–11]. К настоящему моменту фактически сложилась оригинальная область исследований различных методов модификации углеродных нанотрубок, которую М. Монтье [4] предлагает называть «Углеродные мета-нанотрубки» (Carbon meta-nanotubes).

Первым этапом модификации МУНТ является, как правило, их окисление, создающее необходимое число дефектов и кислородсодержащих групп на поверхности МУНТ, необходимое для их последующего растворения, взаимодействия с другими компонентами композита или осаждения на них разнообразных покрытий. В работе исследовались характеристики газообразной окислительной функционализации МУНТ в псевдоожиженном слое в парах перекиси водорода. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Установка состоит из блока реактора, выполненного из кварцевой трубы (внешний диаметр 60 мм, внутренний – 56 мм, высота 300 мм), нагревательного блока, блока подачи жидкого окислителя и испарительного блока. Для достижения однородности псевдоожиженного слоя нанотрубок используется акустическое воздействие на слой. Звуковые колебания низкой частоты (200–400 Гц), создаваемые акустическим динамиком, вводятся в реактор через газораспределительную решётку. Целью проводившихся исследований являлось уточнение данных об общем количестве кислородсодержащих групп, образующихся на поверхности МУНТ в результате рассматриваемого процесса их обработки, в зависимости от температуры и времени окисления, определение видов этих групп, а также возможность и эффективность комбинированного окисления нанотрубок парами перекиси водорода и слабыми кислотами, в частности, лимонной кислотой.

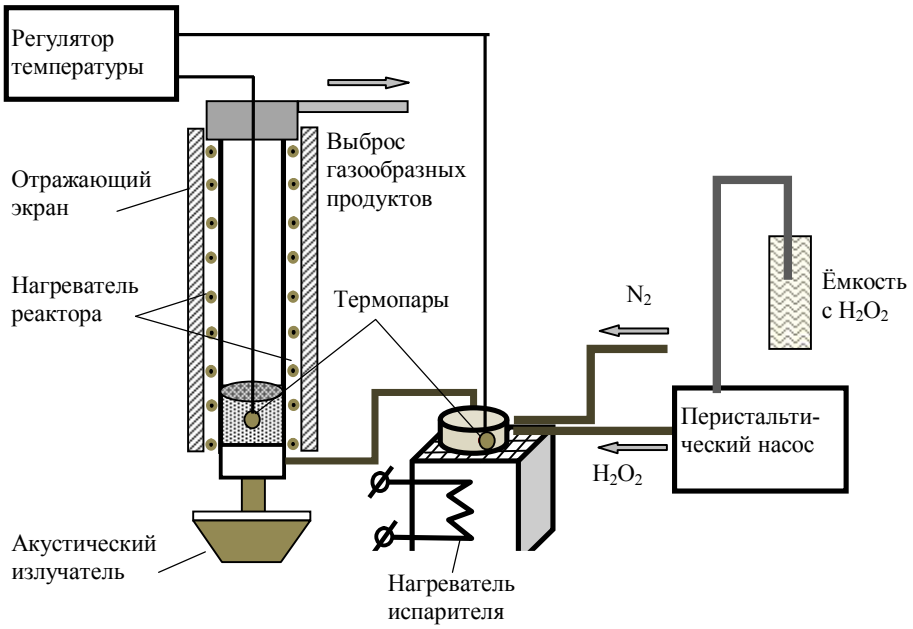


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по окислению МУНТ в псевдоожиженном слое парами H_2O_2

При окислительной функционализации МУНТ на поверхности нанотрубок формируются различные кислородсодержащие группы (-COOH, -CO, -OH, -C=O и др). В процессе окисления МУНТ в парах перекиси водорода на поверхности МУНТ формируются преимущественно гидроксильные группы. Газофазная обработка МУНТ в парах перекиси водорода является щадящей, что позволяет нанотрубкам сохранить свои базовые свойства и морфоло-

гию. При длительной обработке гидроксильные группы могут доокисляться до карбонильных; при ещё более длительном окислении кислородсодержащие группы могут образовывать воду или оксиды углерода и десорбироваться.

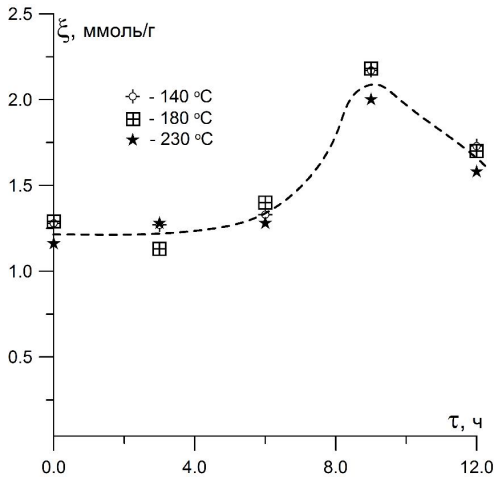


Рис. 2. Зависимость общего количества кислородсодержащих групп, осажденных на поверхности МУНТ при их окислении в парах H_2O_2, от времени окисления

На рис. 2 представлены результаты титрования по методу Боэма растворов МУНТ, окисленных рассматриваемым способом. Как видно из рисунка, общее количество функциональных групп сначала растёт со временем окисления, достигает максимума приблизительно за 9 ч, а затем начинает уменьшаться. При температуре окисления 230 °С количество кислородсодержащих групп оказывается несколько меньше, чем при более низких температурах (140 и 180 °С), что, по-видимому, говорит о том, что температура 230 °С слишком высока для исследуемого процесса и приводит к превращению осажденных групп в газообразные продукты их окисления.

Влияние предварительной функционализации МУНТ парами перекиси водорода на последующие реакции исследовалось с помощью реакции окисления МУНТ лимонной кислотой. Исходные либо окисленные в парах H_2O_2 МУНТ массой 0,5 г смешивали с 5 г моногидрата лимонной кислоты, затем смесь нагревали в воздушной атмосфере до температуры 180 °С (при этом происходило плавление лимонной кислоты) и выдерживали при этой температуре в течение 1 ч.

После остывания расплава его растворяли в дистиллированной воде, промывали и отфильтровывали МУНТ. Количество различных функциональных групп, образовавшихся на поверхности нанотрубок, определялось методом титрования по Боэму. Результаты титрования показали, что поверхностные функциональные группы, осаждённые на МУНТ в процессе их газофазного окисления, влияют на количество вторичных функциональных групп, образующихся при воздействии лимонной кислоты (таблица).

Количество функциональных групп на поверхности МУНТ после их модификации лимонной кислотой

Исходный образец, обрабатывавшийся в лимонной кислоте	Количество функциональных групп (ммоль/г)			
	общее количество групп	гидроксильные группы -OH	карбоксильные группы O=C-OH	лактонные и ангидридные группы
Исходные МУНТ + + лимонная кислота	17,19	4,19	13	<0,001
о-МУНТ* (6 ч, 140 °С) + лимонная кислота	22,19	6,45	15,74	<0,001

* о-МУНТ – нанотрубки, окисленные в парах H_2O_2.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что предварительное газофазное окисление МУНТ парами перекиси водорода увеличивает общее количество функциональных групп после последующей обработки в лимонной кислоте более чем на 20%. Поскольку увеличение количества функциональных групп при окислении МУНТ в парах H_2O_2 значительно меньше прироста этой величины при последовательном окислении в парах H_2O_2, а затем в

расплаве $C_6H_8O_7$, то очевидно, что результат комбинированного процесса не сводится к простой сумме эффектов от окисления в каждом из окислителей.

Для качественного анализа состава поверхности исходных и функциоанализированных МУНТ использовался также метод термогравиметрии, совмещённой с ИК-спектроскопией продуктов газовыделения при нагреве образца. Исследование проводилось на приборе Perkin Elmer TG-IR EGA System. В процессе нагрева фиксировались газообразные продукты: CO, CO_2 и пары H_2 (по соответствующим линиям ИК-спектров).

Термогравиметрическое поведение углеродных нанотрубок, подвергшихся обработке в лимонной кислоте, отличается коренным образом от поведения нанотрубок, окисленных в парах перекиси водорода. Обработанные в лимонной кислоте нанотрубки демонстрируют убыль веса в 45% в диапазоне температур 200–350 ^oC, что означает десорбцию большей части групп, в основном карбоксильных, образовавшихся на их поверхности в результате обработки.

Сопоставление данных термогравиметрии с исследованием инфракрасных спектров газовыделений при нагреве функционализированных МУНТ позволяет сделать следующие качественные выводы об особенностях образования различных типов групп в рассмотренных процессах. Окисление МУНТ в расплаве лимонной кислоты приводит к образованию на их поверхности карбоксильных групп, слабее связанных со стенками нанотрубки, по сравнению с гидроксильными группами, формирующимися при окислении МУНТ в псевдоожиженном слое в парах перекиси водорода. Два рассмотренных способа окисления нанотрубок, применённые последовательно (сначала окисление в парах H_2O_2, а затем окисление в расплаве $C_6H_8O_7$), приводят не к аддитивному увеличению общего числа образовавшихся групп, а к некоему синергетическому эффекту: предварительная обработка наноматериала в парах перекиси водорода способствует образованию дополнительных карбонильных групп при последующем окислении в лимонной кислоте. Это обстоятельство может быть использовано на практике с целью более эффективной функционализации МУНТ.

Литература

1. Monthioux M., Kuznetsov V. L. Who should be given the credit for the discovery of carbon nanotubes? // Carbon. 2006. Vol. 44. P. 1621–1623.

2. Carbon Nanotubes and Their Applications / Ed. Qing Zhang. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2012. – 601 p.

3. de Volder M. F. L., Tawfick S. H., Baughman R. H., Hart A. J. Carbon Nanotubes: Present and Future Commercial Applications // Science. 2013. Vol. 339. P. 535–539.

4. Carbon meta-nanotubes; synthesis, properties and applications / Ed. M. Monthioux. Wiley, 2012. – 448 p.

5. Lassègue P., Noé L., Monthioux M., Caussat B. Iron deposition on multi-walled carbon nanotubes by fluidized bed MOCVD for aeronautic applications // Phys. Status Solidi C. 2015. Vol. 12, No. 7. P. 861–868.

6. Kuang Q., Li S.-F., Xie Zh.-X. et al. Controllable fabrication of SnO2 -coated multi-walled carbon nanotubes by chemical vapor deposition // Carbon. 2006. Vol. 44. P. 1166–1172.

7. Coppey N., Noé L., Monthioux M., Caussat B. Decorated carbon nanotubes by silicon deposition in fluidized bed for Li-ion battery anodes // Chemical Engineering Research and Design. 2013. Vol. 91. P. 2491–2496.

8. Lassègue P., Coppey N., Noé L. et al. Decoration of carbon nanotubes by semiconducting or metallic nanoparticles using fluidized bed chemical vapour deposition // KONA Powder and Particle J. 2016. No. 33. P. 322–332.

9. Su X., Wu Q., Li J. et al. Silicon-based nanomaterials for lithium-ion batteries: a review // Advanced Energy Materials. 2014. Vol. 4 (1).

10. Zuo X., Zhu J., Müller-Buschbaum P., Cheng Y.-J. Silicon based lithium-ion battery anodes: A chronicle perspective review // Nano Energy. 2017. Vol. 31 (1). P. 113–143.

11. Zhang Y., Zhang X. G., Zhang H. L. et al. Composite anode material of silicon/graphite/ carbon nanotubes for Li-ion batteries // Electrochimica Acta. 2006. Vol. 51. P. 4994–5000.

УДК 536.423

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ПОМОЩИ РАСПЫЛИТЕЛЬНОГО ПИРОЛИЗА. ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ТЕПЛОМАССООБМЕН

В. И. Саверченко, С. П. Фисенко, Ю. А. Ходыко

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г Минск

Распылительный пиролиз один из наиболее эффективных и дешевых методов получения наночастиц из фемтолитровых капель растворов [1]. Кроме того, распылительный пиролиз – непрерывный метод получения наночастиц металлов, оксидов металлов и даже многокомпонентных соединений, который легко масштабируется до промышленных масштабов. Форма наночастиц при этом часто сферическая, хотя наблюдаются агломераты наночастиц, имеющие форму дупла.

Мы представляем результаты наших исследований за последнее десятилетие [2, 3], посвященных различным физическим аспектам распылительного пиролиза и которые определяют эффективность распылительного пиролиза в аэрозольном реакторе, который схематично показан на рис. 1. Основной процесс в распылительном пиролизе это испарительное охлаждение фемтолитровых капель растворов солей. В качестве растворителя часто выступает вода, однако используются и другие растворители [4]. Скорость испарительного охлаждения капель зависит от нескольких важных параметров, таких как соотношение расходов газа-носителя и раствора, температура стенок аэрозольного реактора и общее давление газа. Типичная скорость охлаждения фемтолитровой капли примерно равна 10^4 K/c. Важно отметить, что из капли испаряются не только молекулы растворителя, но и молекулы промежуточных соединений, образующихся в растворе вследствие диссоциации солей и их взаимодействия с растворителем. В наших экспериментах было обнаружено, что применение пониженного давления позволяет отказаться от высокотемпературного аэрозольного реактора, а работать при комнатных температурах [2, 3].

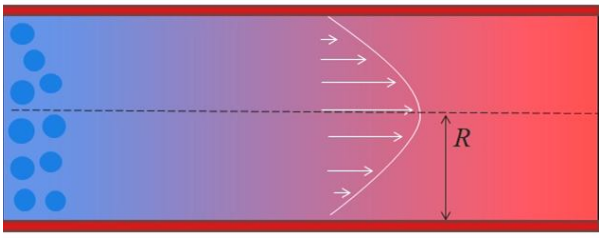


Рис. 1. Схема аэрозольного реактора

Во время испарительного охлаждения внутри капель образуется пересыщенный раствор первоначальной соли. Этот раствор распадается через механизм гомогенной нуклеации, когда внутри капли образуется несколько наноразмерных кластеров. Распад пересыщенного раствора может идти также через механизм гетерогенной нуклеации на предварительно вве-

дённых в каплю коллоидных частицах [5]. Отметим, что кластеры расположены произвольно внутри капли и испытывают случайные блуждания.

Как правило, при распылительном пиролизе химические превращения происходят на поверхности образовавшихся наноразмерных кластеров. Скорость этих превращений зависит от скорости испарения промежуточных соединений и твердотельной диффузии атомов внутри кластеров. Критически важное обстоятельство то, что скорость диффузии в твердом теле примерно на три порядка ниже, чем в жидкой фазе; поэтому распылительный пиролиз неэффективен, если радиус капли превышает несколько микрон.

Было показано, что величина времени жизни капли в аэрозольном реакторе влияет на морфологию ансамбля наночастиц в капле. При этом конкуренцию составляют процессы броуновской диффузии наночастиц и их коалесценция. В наших работах показано, что если время жизни жидкой капли в аэрозольном реакторе превышает 10 мс, то конечный продукт распылительного пиролиза это одна субмикронная частица. Причина в том, что подавляющее большинство образовавшихся наночастиц растворяется, а растворенный материал из слабо пересыщенного раствора повторно осаждается на одну самую большую наночастицу.

На рис. 2 графически показана последовательность физических процессов при распылительном пиролизе фемтолитровых капель растворов солей.

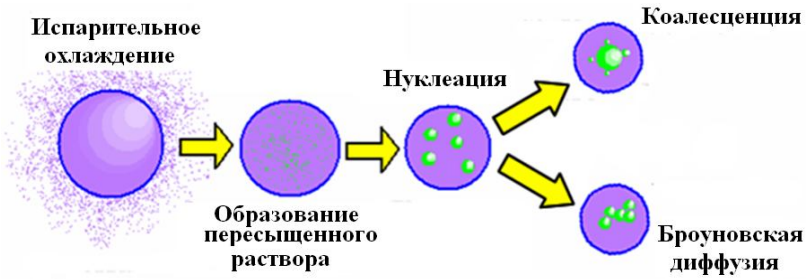


Рис. 2 Последовательность физических процессов при распылительном пиролизе

Эффективный захват образовавшихся наночастиц в аэрозольном реакторе из газового потока, представляет самостоятельную техническую проблему. Отметим, что в наших работах использовалось либо электростатическое осаждение, либо термофоретическое осаждение на холодную стенку. Эффективность осаждения составляет по массе до 90%.

Литература

1. Okuyama K. Lenggoro I. W. Preparation of nanoparticles via spray route // Chem. Eng. Sci. 2003. Vol. 58. P. 537– 559.

2. Fisenko S. P., Khodyko Yu. A., Saverchenko V. I., and O. G. Penyaz'kov. Nanoparticles formation via low pressure spray pyrolysis – physical fundamentals and puzzles // Advances in Nanotechnology / Eds. Z. Bartul and J. Trenor. Chapter 6. New York, Nova Science, 2015. P. 163–184.

3. Penyaz'kov O. G., Saverchenko V. I., Fisenko S. P., and Khodyko Yu. A. Low temperature synthesis of metal oxide nanoparticles during evaporation of femtoliter drops of aqueous solutions // Technical Physics. 2014. Vol. 59, No. 8. P. 1196–1204.

4. He Xiang, Gan Zh., Fisenko S. P., Wang D., El-Kaderi H. M., Wang W. N. Rapid formation of metal–organic frameworks (MOFs) based nanocomposites in microdroplets and their applications for CO_2 photoreduction // ACS Applied materials& Interfaces. 2017. Vol. 9, No. 11. P. 9688–9698.

5. Nandiyanto Asep Bayu Dani, He Xiang, Wang W. N. Colloid-assisted growth of metal–organic framework nanoparticles // Cryst. Eng. Comm. 2019. Vol. 21. P. 2268.

УДК 536.423:66.048.5

СПРЕЙНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПОДЛОЖКИ ФЕМТОЛИТРОВЫМИ КАПЛЯМИ ВОДЫ

В. И. Саверченко, С. П. Фисенко, Ю. А. Ходыко

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г Минск

Эффективное и экологически приемлемое охлаждение технических устройств является в настоящее время актуальной задачей для ученых и инженеров. Охлаждение с использованием капель воды (спрейное охлаждение) является эффективным способом охлаждения при малой разнице температур между подложкой и температурой воды [1–3].

Эффективность спрейного охлаждения определяется средней скоростью испарения капель воды на подложке, причем, чем меньше размер капель, тем выше скорость испарения. В работе [4] было показано, что конвективными потоками внутри испаряющейся фемтолитровой или пиколитровой капли на подложке можно пренебречь, так как такие капли испаряются в пиннинговом режиме. Кроме размера число капель, осевших из газового потока на единицу площади подложки – также важный параметр спрейного охлаждения.

Мы представляем наши результаты экспериментального и теоретического исследования спрейного охлаждения плоской металлической подложки. Была создана специальная установка для проведения экспериментов при атмосферном и пониженном давлении. Было установлено, что при атмосферном давлении тепловой поток, снимаемый с подложки температурой 65 ^{o}C каплями радиусами 5–10 мкм, достигает 0.5 МВт/м^2 (толщина медной подложки 20 мм). При пониженном давлении 150 торр тепловой поток увеличивался в 3 раза. Экспериментальные результаты спрейного охлаждения медной подложки толщиной 2 мм показаны на рис. 1 как при атмосферном давлении, так и при пониженном давлении.

В экспериментах было обнаружено, что одна из основных проблем спрейного охлаждения при помощи фемтолитровых капель является процесс осаждения капель на подложку из набегающего газового потока. Показано, что поток осажденных капель N на подложку приближенно выражается формулой

$$N \sim n_0 u_0 \frac{L^2 d_0^3}{H^3}. \qquad (1)$$

Здесь n_0 – числовая плотность капель в газовой струе, u_0 – начальная скорость струи, L – диаметр подложки, d_0 – диаметр сопла, H – расстояние от сопла до подложки (рис. 2). Очевидно, что чем больше N, тем больше поток энергии J, снимаемый при помощи спрейного охлаждения, и тем меньше бесполезный расход воды.

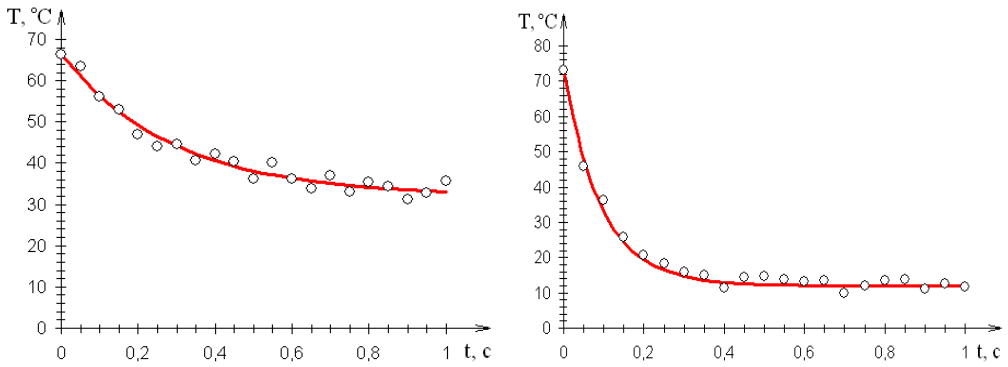


Рис. 1 Спрейное охлаждение медной подложки: слева – для атмосферного давления, справа – для давления 300 торр

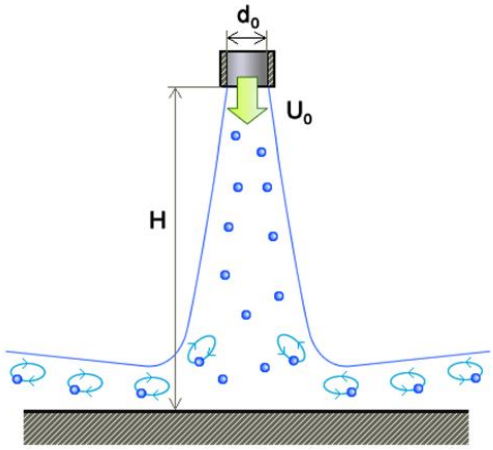


Рис. 2. Эскиз натекающего потока с каплями на подложку

В процессе исследования было установлено, что температура испаряющейся поверхности капли, так называемая предельная температура испарительного охлаждения T_l, определяется соотношением

$$\rho_s(T_l) = \rho_s(T_a)\varphi\frac{P}{P_{at}}, \tag{2}$$

где ρ_s – плотность насыщенных паров воды, T_a – температура окружающей атмосферы, φ - относительная влажность, P – давление, P_{at} – атмосферное давление. В стационарном режиме получена оценка максимального потока энергии J_{max}, снимаемого с подложки при испарительном охлаждении

$$\lambda_s\frac{T_0 - T_a}{h} < J_{max} < \lambda_s\frac{T_0 - T_l}{h},$$

где h – толщина подложки, λ_s – теплопроводность материала подложки, T_0 – температура горячей стороны подложки. Представлены также другие экспериментальные и расчетные результаты.

Литература

1. Karpov P. N., Nazarov A. D., Serov A. F., Terekhov V. I. Evaporative cooling by a pulsed jet spray of binary ethanol-water mixture // Techn. Phys. Letters. 2015. Vol. 41, Iss. 7. P. 668–673.

2. Саверченко В. И., Фисенко С. П., Ходыко Ю. А. Физические закономерности испарительного охлаждения подложки фемто-пиколитровыми каплями воды. Минск, 2017. – 28 с. (Препринт / Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, № 3).

3. Khodyko Y. A., Saverchenko V. I., Fisenko S. P. Features of evaporation of an ensemble of femto-picoliter droplets on a substrate. Experiment and simulation // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2018. Vol. 6, Iss. 3. P. 231–238.

4. Саверченко В. И., Фисенко С. П., Ходыко Ю. А. Кинетика испарения бинарной пиколитровой капли на подложке при пониженном давлении // Коллоид. журн. 2015. Т. 77, № 1. С. 79–84.

УДК 621.762

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ГАЗОВОЙ СРЕДЫ НА ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОМПАКТНЫХ ОБРАЗЦОВ РАЗЛИЧНОГО ДИАМЕТРА ИЗ ПИРОФОРНЫХ НАНОПОРОШКОВ ЖЕЛЕЗА С ВОЗДУХОМ

Б. С. Сеплярский[1], С. Г Вадченко[1], Р. А. Кочетков[1], М. И. Алымов[1], Н. И. Абзалов[1], И. Д. Ковалев[1], А. Б. Анкудинов[2]

[1]Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мержанова, г. Черноголовка, Россия
[2]Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова, г. Москва, Россия

В настоящей работе экспериментально исследованы закономерности взаимодействия компактных образцов различного диаметра (5, 7 и 10 мм) из пирофорных нанопорошков железа с воздухом. Для исследования процессов разогрева, воспламенения и горения использовали нанопорошки железа, полученные химико-металлургическим методом. После изготовления порошки обладают пирофорными свойствами. Средний диаметр наночастиц, рассчитанный по величине удельной площади поверхности порошка, составлял 85 нм.

Вскрытие сосудов с нанопорошком и последующее прессование образцов проводили в экспериментальной установке, которая позволяет получать компактные изделия даже из пирофорных (непассивированных) нанопорошков, так как все операции с нанопорошками, начиная от вскрытия сосудов с нанопорошками, их взвешивания и прессования, проводятся в герметичном боксе, заполненном инертным газом (аргоном) и снабжённым шлюзом для смены порошков и образцов. Концентрацию кислорода в боксе контролировали анализатором АКПМ-1-02 (Россия). При открытии сосудов с порошком и в процессе прессования образцов концентрация кислорода в боксе не превышала 0,1 об.%. При такой концентрации кислорода, как показали специальные эксперименты, нанопорошки оставались пирофорными. Из нанопорошка железа были получены и исследованы цилиндрические компактные образцы диаметром 5, 7 и 10 мм, длиной 8–11 мм и плотностью 3–3,6 г/см^3.

После прессования каждый образец прямо в боксе помещали в отдельный бокс и закрывали притертой крышкой. Боксы с образцами помещали в глубокую пластиковую емкость и извлекали из бокса через шлюз. Непосредственно перед экспериментом боксы с компактными образцами доставали из пластиковой емкости и открывали. Затем цилиндрические образцы вынимали из бокса и устанавливали вертикально на подставку из нитрида бора. Время от момента открытия бокса до установки образца на подставку составляло 3–5 с. Схема эксперимента приведена на рисунке. Для изучения изменения распределения температуры по поверхности образца во времени и определения максимальной температуры в каждый момент времени использовали инфракрасную камеру Flir 60 (60 кадр/с, 320x240 pix, интервал чувствительности 8–14 мкм). Для определения скорости горения (распространения реакции окисления по поверхности образцов) использовали видеокамеру SONY HDR-CX330. Динамика изменения температуры на поверхности образца также контролировалась двумя прокатанными термопарами толщиной 40 мкм, плотно касающимися боковой поверхности образца. Термопары были расположены на расстоянии 1 и 4 мм от нижнего торца образца.

В первой серии экспериментов для исключения окисления образцов еще до открытия боксов в емкость с боксами подавался аргон. После проведения первой серии экспериментов была прекращена подача аргона в емкость с боксами. Через 20 мин после прекращения подачи аргона продолжили эксперименты по описанной выше методике. Результаты этой серии экспериментов использовались для определения возможности использования боксов с притертыми крышками для хранения пирофорных образцов на воздухе.

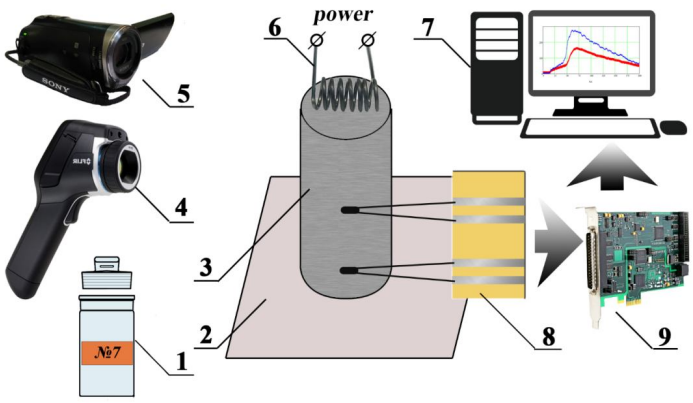


Схема эксперимента по изучению динамики разогрева образцов на воздухе: 1 – бокс с компактным образцом после извлечения из бокса, 2 – подложка из нитрида бора, 3 – исследуемый образец, 4 – тепловизор Flir E60, 5 – цифровая видеокамера, 6 – вольфрамовая спираль, 7 – ПК для записи данных, 8 – контактная площадка с зафиксированными термопарами, 9 – АЦП

Для выявления роли неоднородности распределения плотности на динамику разогрева использовали два варианта размещения образца на подложке: 1 – менее плотный торец (нижний торец при прессовании) находился вверху, 2 – менее плотный торец находился внизу, т. е. на подложке.

Вариант 1. Независимо от диаметра образца (5 или 10 мм) разогрев образца носит неоднородный характер, хотя начинается одновременно по всей поверхности образца. Об этом свидетельствуют данные термопарных измерений и инфракрасной видеосъёмки тепловизором Flir 60. Данные инфракрасной видеосъёмки показали, что практически на всех этапах взаимодействия максимальная температура находится вблизи верхнего торца образца.

Вариант 2. В этом случае динамика саморазогрева была различной для образцов диметром 5 и 10 мм. Для 5 мм образцов на начальном этапе процесса максимальный разогрев находится вблизи нижнего торца образца. Затем маркер максимальной температуры смещается вверх, однако не поднимается выше центра образца. Следовательно, даже тогда, когда более пористый торец закрыт для подвода окислителя и присутствуют теплопотери в подложку, менее плотная часть образца является более горячей на всем протяжении процесса саморазогрева. Другая динамика разогрева наблюдалась для 10 мм образцов, которая является следствием более однородного распределения плотности и пористости по длине образца. Через несколько секунд после того, как образец поставили менее плотным торцом вниз (нижний торец при прессовании), курсор тепловизора, фиксирующий место нахождения области с максимальной температурой, переместился на верхний торец и оставался там вплоть до охлаждения образца.

После проведения первой серии экспериментов была прекращена подача аргона в емкость с боксами. Через 20 мин после прекращения подачи аргона продолжили эксперименты по описанной ранее методике. Эксперименты показали, что режимы взаимодействия образцов с воздухом после извлечения из бюксов зависели как от длительности t нахождения боксов на воздухе, так и от диаметра образцов. Последовательность проведения экспериментов с образцами разных диаметров была следующей: первыми доставались образцы диаметром 5 мм, затем 7 мм, и 10 мм – в последнюю очередь. Интервал времени между отдельными экспериментами составлял 5–10 мин. В соответствии с результатами предварительных экспериментов образцы диаметром 5 мм не разогревались совсем, образцы диаметром 7 мм воспламенились с задержкой (частично пассивированный образец) или не разогревались, образец диаметром 10 мм воспламенился с небольшой задержкой.

Эксперименты показали, что для сохранения пирофорности образцов из нанопорошков железа емкости с притертой крышкой должны находиться в атмосфере инертного газа.

Показано, что при нахождении боксов с пирофорными образцами на воздухе возможна пассивация образцов. Время необходимое для пассивации, возрастает с увеличением диаметра образцов.

Специально проведенные эксперименты показали, что пассивированные компактные образцы сохраняют свою химическую активность, например, их можно воспламенить вольфрамовой спиралью.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 16-13-00013П).

УДК 621.762

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ВОЗДУХОМ КОМПАКТНЫХ ОБРАЗЦОВ РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ ИЗ ПИРОФОРНЫХ НАНОПОРОШКОВ ЖЕЛЕЗА

Б. С. Сеплярский, С. Г Вадченко, Р. А. Кочетков, М. И. Алымов, А. С. Щукин, Н. И. Абзалов, Н. М. Рубцов, И. Д. Ковалев, В. А. Зеленский

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мержанова, г. Черноголовка, Россия

Нанопорошки металлов являются пирофорными, т. е. способны самовоспламеняться при контакте с воздухом из-за высокой химической активности и большой удельной поверхности. Для того чтобы сделать процесс дальнейшей переработки нанопорошков в изделия безопасным, их пассивируют. Пассивация заключается в создании тонкой защитной пленки на поверхности наночастиц, которая препятствует самовозгоранию нанопорошков металлов.

Однако существуют ситуации, когда проведение пассивации невозможно или нежелательно, хотя технические операции с нанопорошками и компактными изделиями из них необходимо осуществить. Поэтому актуальной задачей является исследование самовоспламенения и саморазогрева компактированных образцов из непассивированных нанопорошков, разработка новых способов получения компактных изделий из нанопорошков, позволяющих обеспечивать требуемый уровень пожаровзрывобезопасности. Литературные данные о закономерностях самовоспламенения и саморазогрева компактированных образцов из непассивированных нанопорошков довольно ограничены.

В данной работе обнаружены и исследованы различные макрокинетические режимы взаимодействия (самовоспламенение или режим горения) компактных образцов из пирофорных нанопорошков железа с воздухом. Также изучено влияние пористости компактных образцов на динамику их разогрева.

Для исследования процессов разогрева, воспламенения и горения использовали нанопорошки железа, полученные химико-металлургическим методом. После изготовления порошки обладают пирофорными свойствами. Средний диаметр наночастиц, рассчитанный по величине удельной площади поверхности порошка, составлял 85 нм.

Вскрытие сосудов с нанопорошком и все последующее операции прессования взвешивания и измерения размеров образцов проводили в герметичном боксе, заполненном инертным газом (аргоном) и снабжённым весами, прессом, измерительными инструментами, прессформами и шлюзом для смены порошков и образцов (рис. 1). Концентрацию кислорода в боксе контролировали анализатором АКПМ-1-02. При открытии сосудов с порошком и в процессе прессования образцов концентрация кислорода в боксе не превышала 0,1 об.%. При такой концентрации кислорода нанопорошки оставались пирофорными. Из нанопорошка

железа были получены и исследованы цилиндрические образцы диаметром 5 мм, длиной 7–12 мм и плотностью 2.5–4 г/см^3. После прессования каждый образец помещали в отдельный бокс и извлекали из него через шлюз. Цилиндрические образцы вынимали из бокса непосредственно перед экспериментом и устанавливали вертикально на подставку из нитрида бора в течение 3–5 с. Для изучения изменения распределения температуры по поверхности образца использовали инфракрасную камеру Flir 60. Динамика изменения температуры на поверхности образца также контролировалась двумя термопарами ВР5/20 толщиной 40 мкм.



Рис. 1. Общий вид установки для получения компактных образцов внутри герметичного бокса

В первой серии экспериментов закрытые боксы с образцами вплоть до начала эксперимента, т. е. до извлечения образцов из боксов, находились в атмосфере аргона. После извлечения образцов на воздух происходил их саморазогрев, который носил не однородный характер, хотя начинался одновременно по всей поверхности образца. Об этом свидетельствовали данные термопарных измерений и инфракрасной видеосъёмки тепловизором. Причиной неоднородности разогрева образца являются как лучшие условия для подвода окислителя у верхнего торца (нижний торец находится на газонепроницаемой подложке), так и потери тепла в массивную подложку. Другой причиной неоднородности разогрева является неравномерность плотности образца по высоте. Известно, что при прессовании длинномерных образцов (длина которых превышает диаметр больше чем в 2 раза) наблюдается неравномерность плотности и, следовательно, пористости по длине прессовки. Распределение плотности по длине компактных образцов диаметром 5 мм (длина 11,6 мм, средняя плотность 2,87 г/см^3) показано на рис. 2. Как видно из рис. 2, отличие плотности верхнего и нижнего конца для образца диаметром 5 мм составляет 0.57 г/см^3, т. е. 20% от средней плотности образца.

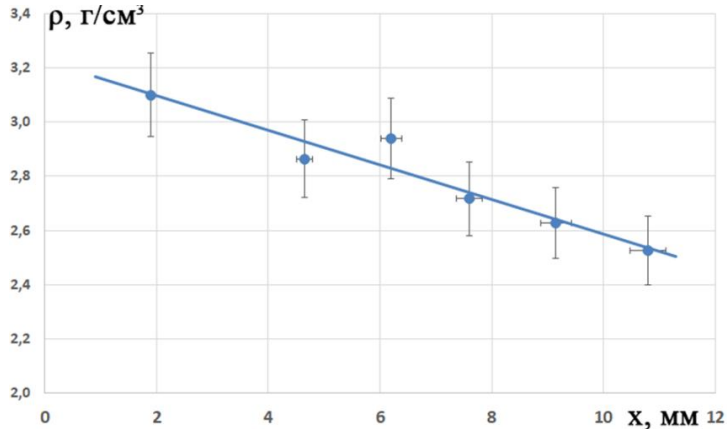


Рис. 2. Распределение плотности по длине компактных образцов диаметром 5 мм

Данные инфракрасной видеосъёмки показали, что практически на всех этапах взаимодействия максимальная температура находится вблизи верхнего торца образца, где плотность образца была минимальной.

Уменьшение относительной плотности образцов от 2,75 до 3,75 г/см^3 приводит по данным термопарных измерений к повышению максимальной температуры саморазогрева от 290 до 385 °С, что свидетельствует о том, что процесс окисления лимитируется диффузионным подводом окислителя внутрь образца. Эти результаты находятся в качественном согласии с выводами теоретического анализа, показавшего, что температура в зоне реакции возрастает с увеличением эффективного коэффициента диффузии, величина которого возрастает с увеличением пористости образца.

В другой серии экспериментов образцы из не пассивированного нанопорошка железа также прессовались в атмосфере аргона, однако после извлечения из бокса закрытые боксы с образцами находились в воздушной атмосфере. Режимы взаимодействия образцов с воздухом после извлечения их из боксов зависели от длительности нахождения боксов на воздухе t. Так, образец (t < 4 мин) вел себя также как образцы из первой серии экспериментов, т. е. происходил его саморазогрев, и он менял свой цвет. Образец, находящийся в боксе на воздухе 10 мин, после извлечения на воздух разогревался до 55 °С и не менял свой цвет. Образцы, находящиеся в боксе на воздухе больше 20 мин, после извлечения из него не разогревались и не меняли свой цвет. Следовательно, этого времени достаточно, чтобы произошла пассивация образцов. Для проверки гипотезы о том, что в процессе нахождения боксов на воздухе произошла именно пассивация с сохранением химической активности, были проведены следующие эксперименты. Образцы, которые после извлечения из бокса не разогревались, поджигали с верхнего торца вольфрамовой спиралью.

Этот локальный разогрев приводил к распространению от верхнего торца образца волны горения, так как в процессе окисления поверхность образца меняла свой цвет, то скорость горения определяли с помощью покадровой обработки данных видеосъёмки. Типичные значения скорости горения составляют 0,025–0,04 см/с.

Выводы

1. Показано, что разогрев образца из не пассивированного нанопорошка железа носит не однородный характер, хотя начитается одновременно по всей поверхности образца.

2. Установлено, что максимальная температура саморазогрева уменьшается с увеличением относительной плотности образцов, что свидетельствует о том, что процесс окисления лимитируется диффузионным подводом окислителя.

3. Показано, что процесс взаимодействия образцов с воздухом носит поверхностный характер.

4. Получено качественное согласие результатов теоретического анализа с экспериментальными данными.

5. Установлена зависимость режима взаимодействия образцов с воздухом от длительности нахождения бюксов на воздухе.

6. Экспериментально установлена возможность пассивации образцов из нанопорошка железа при нахождении боксов на воздухе.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 16-13-00013П).

УДК 536.2 (075)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В НАНОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

С. Л. Соболев[1,2], И. В. Кудинов[2]

[1]Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия
[2]Самарский государственный технический университет, г. Самара, Россия

При разработке новых технологий и создании современных устройств микроэлектроники, содержащих наноразмерные элементы, существенное значение имеет умение адекватно предсказать тепловые нагрузки, испытываемые этими элементами во время работы. Известно, что на наномасштабах процессы теплопереноса не могут быть описаны в рамках классической термодинамики неравновесных процессов и требуются специальные модели, учитывающие отклонение процесса от локально равновесных условий [1–4]. Одним из методов описания процесса теплопереноса является дискретный подход, предполагающий, что пространство и время являются дискретными переменными [1, 2, 4–9]. Такой подход учитывает, что процесс теплопереноса по своей природе нелокален как во времени, так и в пространстве, так как энергия переносится частицами из одной точки пространства в другую на расстояние h с задержкой по времени $\tau = h/v$, где h – средняя длина свободного пробега, v – групповая скорость частиц, τ – время релаксации. Преимуществом данного подхода является возможность представить результаты в относительно простом аналитическом виде, дающим возможность их практического применения для описания процессов теплопереноса в наноразмерных элементах в широком диапазоне управляющих параметров, необходимых при разработке новых технологий и устройств микроэлектроники на основе наноструктур (графит, графен и т. п.).

В 1926 г. В. А. Фок рассмотрел одномерную задачу теории диффузии, используя метод дискретных переменных (метод конечных разностей) в приложении к диффузии света [1]. Он отметил, что «преимущество метода конечных разностей перед дифференциальными уравнениями состоит прежде всего в его большей наглядности: пользуясь им, мы ни на минуту не выпускаем из виду молекулярно-кинетическую сторону явления». Кроме того, метод дискретных переменных значительно облегчает постановку адекватных граничных и начальных условий для конкретных физических задач – «можно указать случаи, когда надлежащая формулировка предельных условий в форме дифференциальных уравнений встречается с затруднениями, которые совершенно не возникают, если пользоваться конечными разностями» [1, 2]. Фок рассматривал одномерное движение частицы с постоянной скоростью по прямой, разделенной на одинаковые отрезки с номерами k [1]. На концах отрезка она либо сохраняет свое направление с вероятностью p_1, либо меняет его с вероятностью p_2, причем $p_1 + p_2 = 1$. Дискретные уравнения переноса Фока [1]:

$$\Phi(k,n) = p_1\Phi(k-1,n-1) + p_2\overline{\Phi}(k+1,n-1), \tag{1}$$

$$\overline{\Phi}(k,n) = p_2\Phi(k-1,n-1) + p_1\overline{\Phi}(k+1,n-1), \tag{2}$$

где $\Phi(k,n)$ и $\overline{\Phi}(k,n)$ – вероятности нахождения частицы в дискретный момент времени n на отрезке с номером k и двигаться вправо или влево соответственно. Следует отметить, что дискретная модель Фока (1), (2) уже на стадии формулировки подразумевает конечную скорость движения диффундирующей частицы $v = h/\tau$, где h – длина отрезка, τ – время перехода

частицы на соседний отрезок. Впоследствии это физически оправданное предположение, снимающее парадокс бесконечной скорости распространения возмущений, присущее классическому уравнению диффузии параболического типа.

В частном случае $p_1 = p_2 = 1/2$ дискретное уравнение переноса представимо в виде [2, 4–7]

$$T(k, n+1) = [T(k-1, n) + T(k+1, n)] / 2, \tag{3}$$

где T – температура дискретной ячейки, равная среднему значению температур разнонаправленных потоков, и для удобства сделана замена $n \to n+1$. Соответствующее уравнение для потока тепла q имеет вид [2, 4–7]

$$q(k+1/2, n+1/2) = vc_p[T(k, n) - T(k+1, n)] / 2, \tag{4}$$

где c_p – теплоемкость. В континуальном переходе $h \to 0$, $\tau \to 0$ дискретная модель (3), (4) в первом приближении редуцируются в классическое уравнение переноса параболического типа и закон Фурье–Фика если $a = h^2/\tau$ (коэффициент диффузии или температуропроводности) остается конечной величиной [2, 4–7]. При этом скорость теплового (диффузионного) сигнала $v = h/\tau \to \infty$. В случае конечной скорости сигнала $v = h/\tau = \text{const} < \infty$ дискретная модель дает уравнение переноса гиперболического типа и модифицированный закон Фурье–Фика [4–7]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \tau \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{Q}{c_p \rho} + \frac{\tau}{c_p \rho} \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad q + \tau \frac{\partial q}{\partial t} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x},$$

где λ – коэффициент температуропроводности, $a = \lambda / c_p \rho$, Q – источник тепла.

Рассмотрим процесс стационарного теплопереноса поперек пластины толщиной L, помещенной между двумя термостатами с температурами T_1 и T_2 соответственно (рис. 1). В квазистационарном режиме дискретное уравнение для теплового потока (4) дает следующее выражение для скачка температуры между дискретными элементами пленки и пленкой и термостатами на границах [6]:

$$\delta T = \Delta T / (1 + L / h), \tag{5}$$

где $\Delta T = T_2 - T_1$. При этом тепловой поток имеет вид [6]

$$q = c_p v \Delta T / 2(1 + L / h). \tag{6}$$

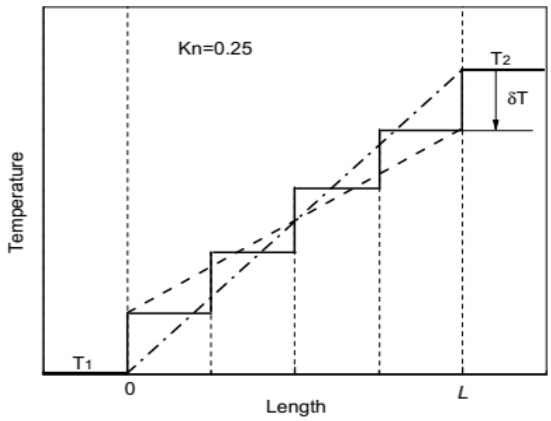


Рис. 1. Зависимость температуры от координаты в пленке толщиной $L = 4h$ (критерий Кнудсена Kn = 0.25)

Обычно для описания перехода процесса теплопроводности между двумя пластинами от классического диффузионного режима к баллистическому используют эффективный коэффициент теплопроводности λ_{Δ}^{eff}, который сохраняет вид теплового потока в форме Фурье как $q = \lambda_{\Delta}^{eff} \Delta T / L$. В этом случае уравнение (6) дает [6]

$$\lambda_{\Delta}^{eff} = \lambda / (1 + h / L). \tag{7}$$

В диффузионном режиме $L >> h$ уравнение (7) дает стандартное (объемное) значение коэффициента теплопроводности λ. При $L \to 0$ λ_{Δ}^{eff} уменьшается линейно с L [6], что соответствует коэффициенту теплопроводности Лифшица–Питаевского для сильно разреженных газов [3] (рис. 2).

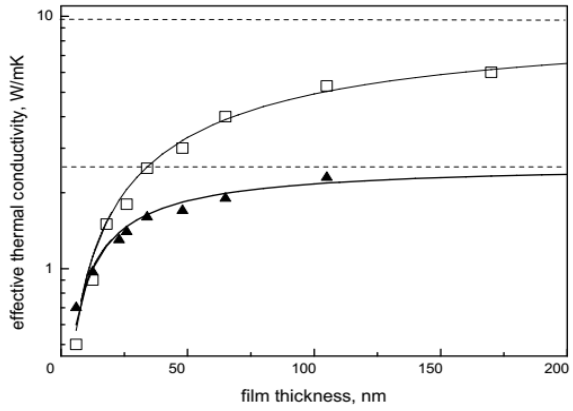


Рис. 2. Зависимости эффективного коэффициента теплопроводности от толщины пленки. Сплошные кривые – расчет по формуле (7), точки – молекулярно-динамический расчет [12]

Если ввести эффективный коэффициент теплопроводности λ_{∇}^{eff} так, что закон Фурье сохраняет свой вид в зависимости от градиента температуры внутри нанопленки ∇T, то такой коэффициент принимает следующий вид [6]:

$$\lambda_{\nabla}^{eff} = \lambda / (1 - h / L). \tag{8}$$

В диффузионном пределе $h << L$ эффективная теплопроводность λ_{∇}^{eff}, так же как и λ_{Δ}^{eff}, стремится к λ. Однако при уменьшении L эффективная теплопроводность λ_{∇}^{eff}, в отличие от λ_{Δ}^{eff}, увеличивается и стремится к бесконечности в баллистическом режиме $L \le h$ (рис. 3). Предел $\lambda_{\nabla}^{eff} \to \infty$ компенсирует уменьшение внутреннего градиента температуры $\nabla T \to 0$ для обеспечения конечного значения теплового потока в диффузионном режиме.

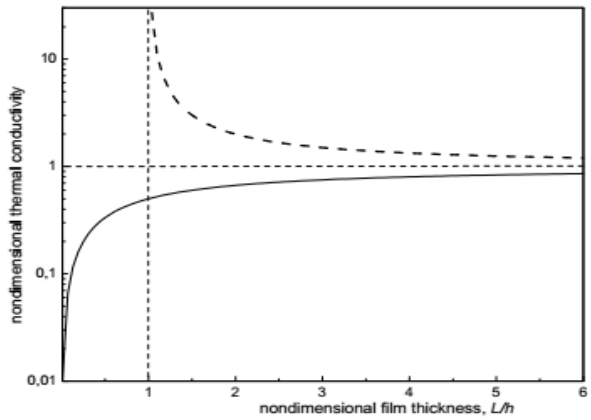


Рис. 3. Зависимости эффективных коэффициентов теплопроводности от безразмерной толщины пленки L/h. Сплошная кривая – λ_{Δ}^{eff}, штриховая λ_{∇}^{eff}

Под температурой T, рассматриваемой в данной неравновесной ситуации, понимается «кинетическая» температура, пропорциональная локальной плотности энергии [10, 11]. При этом возможно ввести «эффективную» температуру θ, отражающую тепловую часть локальной плотности энергии, связанной с хаотическим движением носителей тепла [10, 11]:

$$\theta^2 = T^2 - J^2 / (c_p v)^2.$$

В равновесии $J = 0$ и $\theta = T$. При увеличении q отклонение от равновесия увеличивается и θ стремится к нулю, т. е. эффективная температура θ может служить мерой отклонения системы от равновесия [10, 11] (рис. 4).

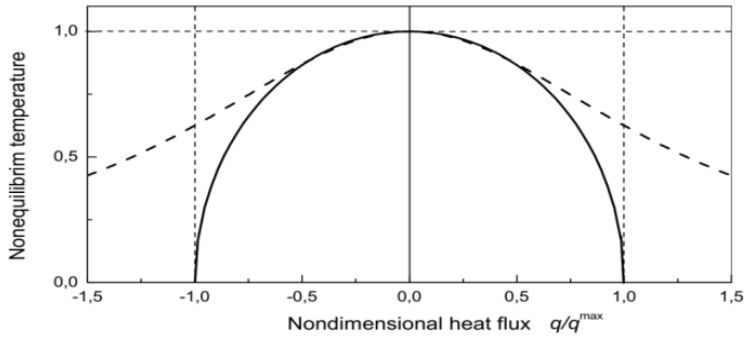


Рис. 4. Зависимость безразмерной эффективной температуры θ от безразмерного теплового потока $q = J/c_p v$ (сплошная кривая). Штриховая кривая – результат «расширенной необратимой термодинамики» (см. ссылки в [10, 11])

Соответствующие неравновесные энтропия S_{neq}, теплоемкость c_p и производство энтропии σ_S имеют следующий вид [10, 11]:

$$S_{neq} = S_{eq} - \frac{1}{2}(1+q)\ln(1+q) - \frac{1}{2}(1-q)\ln(1-q), \quad c_{neq} = c_p(1-q^2)^{1/2}, \quad \sigma_S = -\frac{q}{2}\ln\frac{1+q}{1-q},$$

где $q = J/c_p v$ – безразмерный тепловой поток. Следует отметить, что при $q \to 1$ мы имеем $\theta \to 1$, $c_{neq} \to 0$ и $S_{neq} \to 0$, что соответствует третьему закону термодинамики в неравновесных условиях, причем кинетическая температура $T > 0$ [10, 11] (рис. 5).

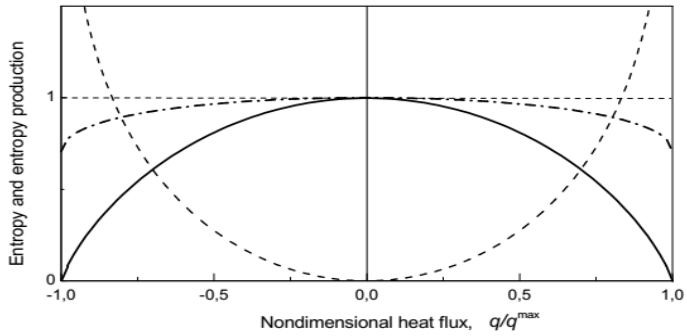


Рис. 5. Зависимости энтропии S_{neq} (сплошная кривая) и производства энтропии σ_S (штриховая кривая) от безразмерного теплового потока $q = J/c_p v$. Штрихпунктирная кривая – результат теории максимума производства энтропии (см. ссылки в [10])

Таким образом, дискретная модель теплопереноса описывает переход от диффузионного режима теплопроводности к баллистическому при уменьшении толщины пленки, что соответствует результатам экспериментов. Кроме того, данная модель позволяет получить ана-

литические зависимости таких важных параметров как тепловой поток, градиент температуры внутри пленки, скачки температуры на границе с тепловым резервуаром и эффективные коэффициенты теплопроводности как функции её толщины и других параметров задачи.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований (грант 20-38-70021).

Литература

1. Фок В. А. Решение одной задачи теории диффузии по методу конечных разностей и приложение его к диффузии света // Тр. гос. оптич. инст. 1926. Т. 4, № 34. С. 1–31.
2. Зельдович Я. Б., Мышкис А. Д. Элементы математической физики. М.: Наука, 1973.
3. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2002.
4. Соболев С. Л., Процессы переноса и бегущие волны в локально-неравновесных системах // УФН. 1991. Т. 161, № 3. С. 5–29.
5. Соболев С. Л. Локально-неравновесные модели процессов переноса // УФН. 1997. Т. 167, № 10. С. 1095–1106.
6. Sobolev S. L. Discrete space-time model for heat conduction: Application to size dependent thermal conductivity in nano-films // Int. J. Heat Mass Trans. 2017. Vol. 108. P. 933–939.
7. Sobolev S. L. Two-temperature discrete model for nonlocal heat conduction // J. Phys. III France. 1993. Vol. 3. P. 2261–2269.
8. Sobolev S. L. On hyperbolic heat-mass transfer equation/ / Int. J. Heat Mass Transf. 2018. Vol. 122. P. 629–630.
9. Sobolev S. L. Nonlocal two-temperature model: Application to heat transport in metals irradiated by ultrashort laser pulses // Int. J. Heat and Mass Trans. 2016. Vol. 94. P. 138–144.
10. Sobolev S. L. Hyperbolic heat conduction, effective temperature, and third law for nonequilibrium systems with heat flux // Phys. Rev. E. 2018. Vol. 97. P. 022122-13.
11. Sobolev S. L. Effective temperature in nonequilibrium state with heat flux using discrete variable model // Phys. Lett. A. 2017. Vol. 381. P. 2893–2897.
12. Gomes C. J., Madrid M., Goicochea J. V., Amon C. H. In-plane and out-of-plane thermal conductivity of silicon thin films predicted by molecular dynamics // J. Heat Trans. 2006. Vol. 128. P. 1114–1121.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЖИДКОСТИ И ГАЗОВОЙ СРЕДЫ НА РЕЖИМЫ И ПОСЛЕДСТВИЯ СОУДАРЕНИЯ КАПЕЛЬ

П. А. Стрижак, Н. Е. Шлегель, С. С. Кропотова, П. П. Ткаченко

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Широкий интерес, проявляющийся в последние 5–7 лет при изучении интегральных характеристик взаимодействия соударяющихся капель жидкости в газовой среде, обусловлен преследованием основной цели, состоящей в установлении ключевых механизмов и поиске режимов управления данными процессами во многих современных и перспективных технологиях, например, при сжигании топлив в двигателях внутреннего сгорания [1–3], пожаротушении [4], производстве лекарственных препаратов [5], применении аэрозольных систем

для определения уровня загрязнения воздуха [6] и др. Объекты исследований включают как однородные по составу капли, так двух-, трех- и мультикомпонентные на примере растворов, суспензий, эмульсий. Они могут интенсивно взаимодействовать в однородных, например, воздушных, а также двух- и многофазных потоках, в частности, парогазовых или более сложных смесях на основе продуктов сгорания органических веществ. Как следствие, интегральные параметры процессов столкновений капель зависят как от свойств жидкости (поверхностное натяжение, вязкость, плотность), так и газовой среды. При этом, как правило, свойства последней более существенно меняются при варьировании температуры и влажности по сравнению с жидкостью. При учете этих факторов появляется возможность управления характеристиками так называемого вторичного измельчения капель жидкостей при соударениях не только за счет варьирования углов атаки, отношений размеров и результирующей скорости движения капель, но и параметров газовой среды. Особенно широкие возможности характерны топливным и химическим технологиям, так как в них используются жидкости и газовые среды с варьируемыми в широких диапазонах свойствами. Так, например, можно выделить известные результаты исследований [7–16], полученные в последние годы мировым научным сообществом при проведении экспериментов и математическом моделировании.

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование режимов (отскок, разлет, коагуляция, дробление) и последствий (количество и размеры вторичных капель) столкновений капель воды в условиях интенсивного нагрева и высокой концентрации водяных паров.

Результаты столкновений капель регистрировались на высокоскоростную видеокамеру (разрешение 1152×864, частота регистрации от 3000 до 100000 кадр/с). При исследовании столкновений капель выделялись четыре режима: отскок, коагуляция, дробление и разлет. При отскоке происходит упругий удар капель, и далее они расходятся без образования новых фрагментов и, не разрушая поверхностную оболочку друг друга. Режим коагуляции характеризует условия, при которых капли в результате соударения сливаются в одну и не распадаются при дальнейшем движении. Разлет характеризуется тем, что при его реализации нарушается целостность капель, но при их расхождении новые фрагменты жидкости не образуются. Дробление отличается от разлета тем, что в результате дробления образуются вторичные фрагменты, т. е. формируется группа спутниковых капель.

Проведенные эксперименты показали, что концентрация водяных паров в области соударений капель оказывает существенное влияние на реализуемые режимы взаимодействия, положение границ переходов между ними и на вычисляемые интегральные характеристики вторичных капель. Установлено, что при повышении относительной концентрации водяных паров до 100% увеличивается область отскока практически в два раза, а границы переходов к режимам дробления и разлета сдвигаются в сторону больших критических значений чисел Вебера на 12 и 22%, соответственно (рис. 1).

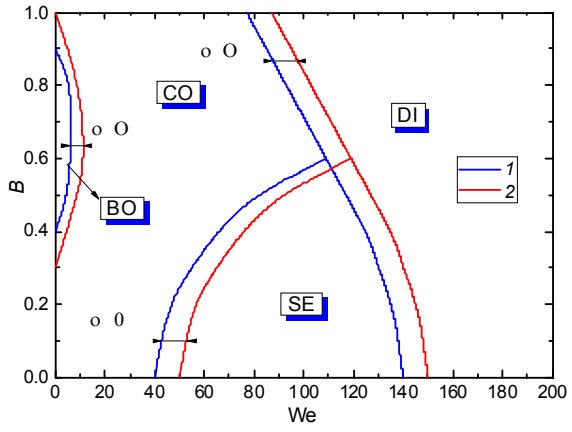


Рис. 1. Влияние концентрации водяных паров в парогазовой смеси на границы переходов между режимами: *1* – $T_d \approx 20$ °C, $\gamma \approx 20\%$; *2* – $T_d \approx 20$ °C, $\gamma \approx 100\%$

На рис. 2 показаны значения отношения площади свободной поверхности вторичных капель к аналогичному параметру для капель до соударения, а также распределения размеров образовавшихся фрагментов при We ≈ 150. При анализе полученных зависимостей можно сделать вывод о том, что в условиях повышения концентрации паров процесс дробления замедляется, и для достижения такого режима взаимодействия соударяющихся капель необходимы большие значения числа Вебера. Зарегистрированные отличия распределений вторичных капель при варьировании концентрации паров в области соударений также связаны с паровыми прослойками между каплями. Формирование таких прослоек повышенной плотности парогазовой среды замедляет сближение капель, но только в ограниченном диапазоне варьирования значений We.

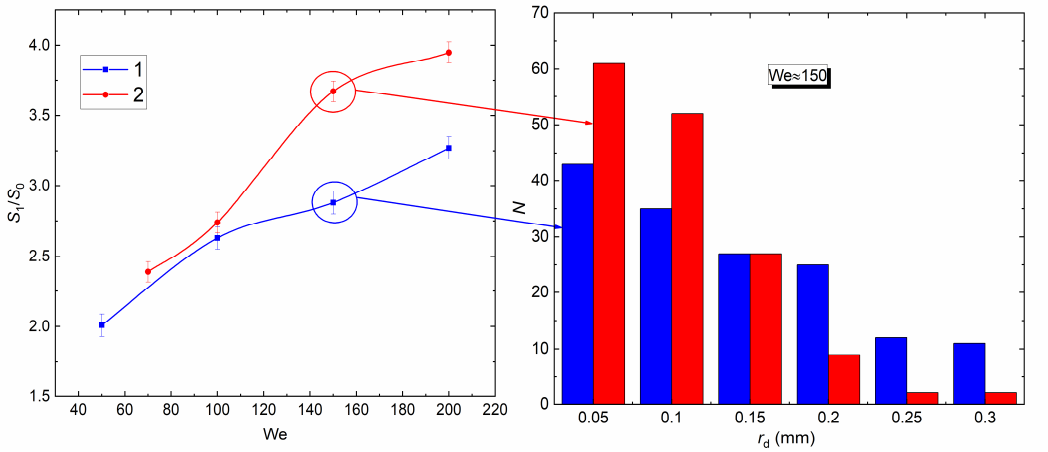


Рис. 2. Отношения S_1/S_0 в зависимости от числа Вебера и распределение фрагментов по радиусу при разных γ: *1* – $T_d \approx 20$ °C, γ ≈ 20%; *2* – $T_d \approx 20$ °C, γ ≈ 100%

Анализ полученных результатов показывает, что при повышении температуры жидкости уменьшается ее поверхностное натяжение, что, в свою очередь, приводит к снижению значений критических чисел Вебера для границ переходов между отскоком, разлетом и дроблением (рис. 3). Можно сделать вывод об интенсификации вторичного измельчения капель при повышении их температуры.

На рис. 4 видно, что при нагреве воздуха в камере и жидкости увеличивается отношение S_1/S_0. Полученный результат демонстрирует увеличение количества (практически на 50%) вторичных капель радиусом менее 0.15 мм. В целом рост количества образованных фрагментов объяснятся изменением свойств жидкости при нагреве – уменьшением вязкости и поверхностного натяжения. Так как значения указанных свойств жидкости снижаются, то капля становится неустойчивой и фрагментирует.

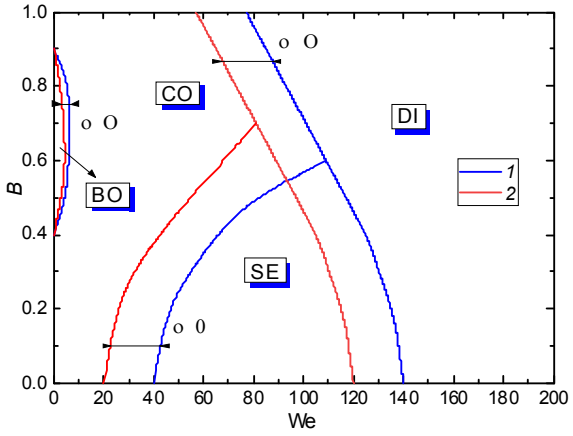


Рис. 3. Влияние температуры на границы переходов между режимами соударений: *1* – $T_d \approx$ ≈ 20 °C, $T_a \approx 20$ °C; *2* – $T_d \approx 90$ °C, $T_a \approx 100$ °C

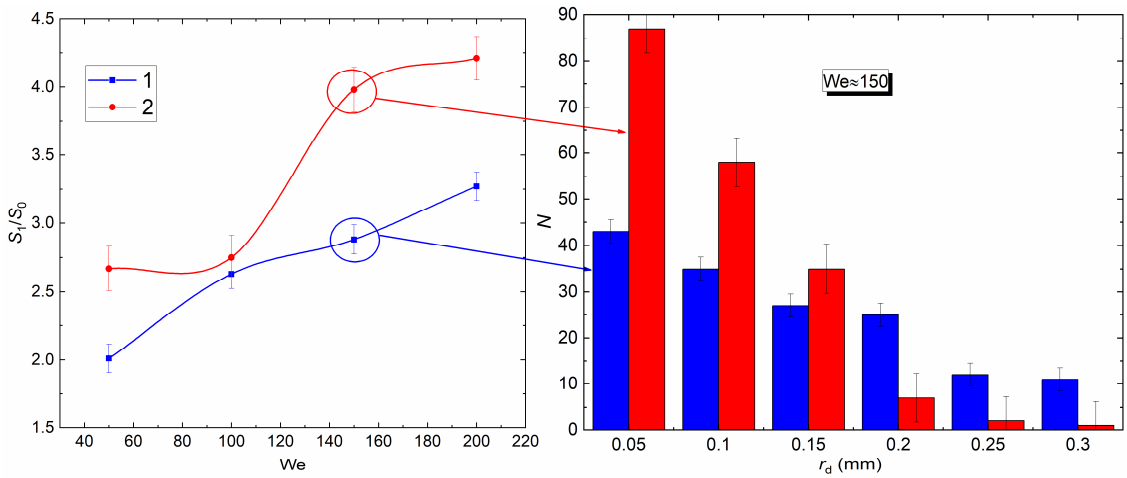


Рис. 4. Отношения S_1/S_0 в зависимости от числа Вебера и распределение фрагментов по радиусу при разных температурах: *1* – $T_d \approx 20$ °C, $T_a \approx 20$ °C; *2* – $T_d \approx 90$ °C, $T_a \approx 100$ °C

При обобщении результатов анализа влияния факторов повышенной концентрации паров воды и нагрева капель можно сформулировать гипотезу о том, что в высокотемпературных (более 500 °C) газопарожидкостных технологиях установленные тенденции будут усиливаться. В частности, существенное измельчение капель может быть обусловлено не только их соударениями, но и закручиванием в турбулентных потоках, а также испарением. Следует отметить, что процессы уменьшения размеров (вследствие испарения) как соударяющихся капель, так и образующихся вторичных капель не оказывали существенного влияния на смещения границ переходов между режимами, а также распределения $N(r_d)$. Это связано с небольшим временем нахождения капель в области видеорегистрации. Но на основе анализа полученных видеограмм можно сделать вывод о том, что в реальных технологиях вследствие высокой концентрации капель в составе формирующихся аэрозольных потоков скорости их прогрева и испарения могут отличаться в разных зонах нагревательных камер. Как следствие, значения S_1/S_0 будут несколько отличаться относительно приведенных в настоящей работе. В частности, чем выше концентрация капель в аэрозоле, тем слабее прогрев и испарение, соответственно, интенсивнее коагуляция. В обратном случае усиливается дробление разогретых фрагментов жидкости.

Обозначения

B – линейный параметр взаимодействия; N – количество образованных в результате дробления капель; r_d – радиус вторичных капель, м; S_0 – общая площадь капель до столкновения, м^2; S_1 – общая площадь капель после дробления, м^2; T_a – температура парогазовой смеси, °C; T_d – температура капли, °C; We – число Вебера; γ – относительная концентрация водяных паров в парогазовой смеси, %; BO – отскок; CO – коагуляция; DI – дробление; SE – разлет.

Литература

1. Ganji P. et al. Computational Optimization of Biodiesel Combustion Using Response Surface Methodology // Thermal Sciences. 2017. Vol. 21. P. 465–473.

2. Zhang Z. et al. A simulated study on the performance of diesel engine with ethanol-diesel blend fuel // Thermal Sciences. 2013. Vol. 17, No. 1. P. 205–216.

3. Jafarmadar S. et al. Numerical studies of spray breakup in a gasoline direct injection engine // Thermal Sciences. 2011. Vol. 15, No. 4. P. 1111–1122.

4. Vouros A. et al. Experimental study of a water-mist jet issuing normal to a heated flat plate // Thermal Sciences. 2016. Vol. 20, No. 2. P. 473–482.
5. Guildenbecher D. et al. Secondary Atomization // Experiments in Fluids. 2013. Vol. 46, No. 3. P. 371–402.
6. Cao F. et al. Numerical modeling of fine particle fractal aggregates in turbulent flow // Thermal Sciences. 2015. Vol. 19, No. 4. P. 1189–1193.
7. Post S. et al. Modeling the outcome of drop–drop collisions in Diesel sprays // Int. J. of Multiphase Flow. 2002. Vol. 28. P. 997–1019.
8. Rabe C. et al. Experimental investigation of water droplet binary collisions and description of outcomes with a symmetric weber number // Physics of Fluids. 2010. Vol. 22, No. 4. P. 47101.
9. Finotello G. et al. Effect of viscosity on droplet-droplet collisional interaction // Physics of Fluids. 2017. Vol. 29, No. 6. P. 67102.
10. Kollár L. et al. Modeling droplet collision and coalescence in an icing wind tunnel and the influence of these processes on droplet size distribution // Int. J. of Multiphase Flow. 2005. Vol. 31, No. 1. P. 69–92.
11. Brenn G. et al. The formation of satellite droplets by unstable binary drop collisions // Physics of Fluids. 2001. Vol. 13, No. 9. P. 2463–2477.
12. Pischke P. Modeling of Collisional Transport Processes in Spray Dynamics. 2014.
13. Tjahjadi M. et al. Satellite and subsatellite formation in capillary breakup // J. of Fluid Mechanics. 1992. Vol. 243. P. 297–317.
14. Brenn G. et al. Satellite droplet formation by unstable binary drop collisions // Physics of Fluids. 2006. Vol. 18, No. 8. P. 87101.
15. Sommerfeld M. et al. Modelling droplet collision outcomes for different substances and viscosities // Experiments in Fluids. 2016. Vol. 57, No. 12. P. 187.
16. Ashna M. et al. LMB Simulation of head-on collision of evaporating and burning droplets in coalescence regime // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 109. P. 520–536.

УДК 519.63-37-73:535+537.8

ТЕПЛООБМЕН В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

С. А. Филатов, М. Н. Долгих, О. С. Филатова, Е. В. Батырев, Е. В. Макаров, Н. А. Гавриленко

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Современные нанотехнологии предполагают манипулирование веществом в атомном, молекулярном и супрамолекулярном масштабе, при котором хотя бы одно измерение находится в диапазоне от 1 до 100 нм. Современные исследования [1–6] показали, что в таких наноструктурированных средах ряд физических свойств – механических, электрических, оптических и теплофизических изменяется по сравнению с макроскопическими системами и квантово-механические эффекты существенно определяют свойства вещества в этом масштабе. В случае, когда свойства вещества определяются спроектированной и искусственно созданной периодической структурой, а не свойствами составляющих вещество элементов, можно говорить о создании метаматериалов с особыми свойствами. В частности, двумерные метаматериалы (метаповерхности) имеют уникальные свойства пропускания и отражения поверхности раздела, обусловленные преимущественно поверхностным электромагнитным

импедансом. Последние достижения в области метаматериалов и метаповерхностей открывают новые возможности для создания инженерных материалов с управляемыми свойствами, которые не вляются природными материалами. Однако создание таких материалов требует новых подходов к решению задач теплообмена, чтобы наиболее полно реализовать их потенциал в практических применениях, связанных с созданием микроэлектронных устройств.

Современные классические наноструктурированные системы характеризуются пространственными масштабами сопоставимыми с длинами свободного пробега электронов и фононов (~5–10 нм для электронов и 200–300 нм для фононов), для которых характерны баллистические, а не диффузионные механизмы переноса и существенная неравновесность распределения фононов и электронов, приводящая к росту вклада оптических фононов в передачу энергии в дополнении к акустическим фононам. Это также приводит к тому, что теплопроводность полупроводниковых слоев с толщиной, сравнимой с длинами свободного пробега фононов значительно уменьшается вследствие удержания фононов и граничного рассеяния, особенно в многослойных полупроводниковых и диэлектрических структурах. В современной практике фононная составляющая определяет величину теплообмена в многослойных наноразмерных структурах полупроводниковых лазеров, что во многом ограничивает их мощность. Фононная теплопроводность также доминирует в современных теплозащитных материалах, выполненных на основе многослойных диэлектрических плёнок. Следует отметить, что наряду с объемными свойствами слоев на теплофизические свойства периодических структур влияют свойства межслойных границ. Создание метаматериалов на основе периодических двумерных и трехмерных наноструктур позволяет значительно расширить возможности в создании материалов для теплового интерфейса и новых теплообменных структур.

Классическая теплофизика основана на фундаментальных законах сохранения массы, импульса и энергии, на законах термодинамики, молекулярно-кинетической теории и уравнений макроскопического описания физических процессов [1–6]. Среди понятий носителей энергии и импульса основное место в классической теплофизике занимают свободные носители – атомы и молекулы, электроны и ионы, а также коллективные степени свободы, в том числе коллективные колебания кристаллической решетки (фононы), электроны в конденсированных телах (квазичастицы с определенным законом дисперсии), магноны (коллективные возбуждения спинов), поляритоны и поляроны – квазичастицы, возникающие за счет связей квазичастиц с электромагнитным полем в конденсированных телах. Эти носители обладают различными степенями свободы – поступательными, вращательными, колебательными или иными внутренними. Помимо этого, носители энергии имеют классическую природу (точечные частицы) или волновую (квантовую). Состояние таких носителей характеризуется набором классических величин (координата и импульс) или задается волновой функцией и дополнительными квантовыми числами. Динамика носителей в первом случае описывается ньютоновской механикой, а во втором – квантовой механикой, что определяет различные уравнения эволюции состояний – уравнения Ньютона (классические носители) или квантовое уравнение эволюции (уравнение Шрёдингера). Кроме перечисленных носителей в отдельных случаях появляются дополнительные квазичастицы или гибридные состояния перечисленных носителей – магноны, связанные с движением спина, или плазмоны и фонон-поляритоны, связанные со сложными состояниями стандартных носителей и электромагнитного поля. Ансамбли носителей подчиняются в статистическом смысле различным функциям равновесного распределения – Максвелла–Больцмана, Бозе–Эйнштейна (или Планка) и Ферми–Дирака.

Для моделирования процессов распространения энергии и теплообмена в метаматериалах со сложной геометрией может быть эффективно использовано программное обеспечение Lumerical FDTD Solutions, позволяющее решать системы уравнений Максвелла методом конечных разностей во временной области (FDTD), что эффективно решает проблемы разработки, анализа и оптимизации инженерных метаматериалов для применения в оптической

области, СВЧ и террагерцовом диапазоне. В методе FDTD пространству модели сопоставляется сетка регулярно расположенных узлов, в каждом из которых задаётся значение одной из компонент электрического или магнитного поля, а частная производная в уравнениях Максвелла заменяется отношением разности между значениями компонент поля в близко расположенных узлах к расстоянию между этими узлами (в пространстве и времени). Метод FDTD реализует численно алгоритм Йи дискретизации уравнений Максвелла, записанных в дифференциальной форме, в котором пространственные сетки для электрического и магнитного полей смещены по отношению друг к другу на половину шага дискретизации по каждой из пространственных переменных и по времени (рис. 1). В этом случае конечно-разностные уравнения определяют электрические и магнитные поля на данном временном шаге на основании известных значений полей на предыдущем, и при заданных начальных условиях вычислительная процедура дает эволюционное решение во времени от начала отсчета с заданным временным шагом.

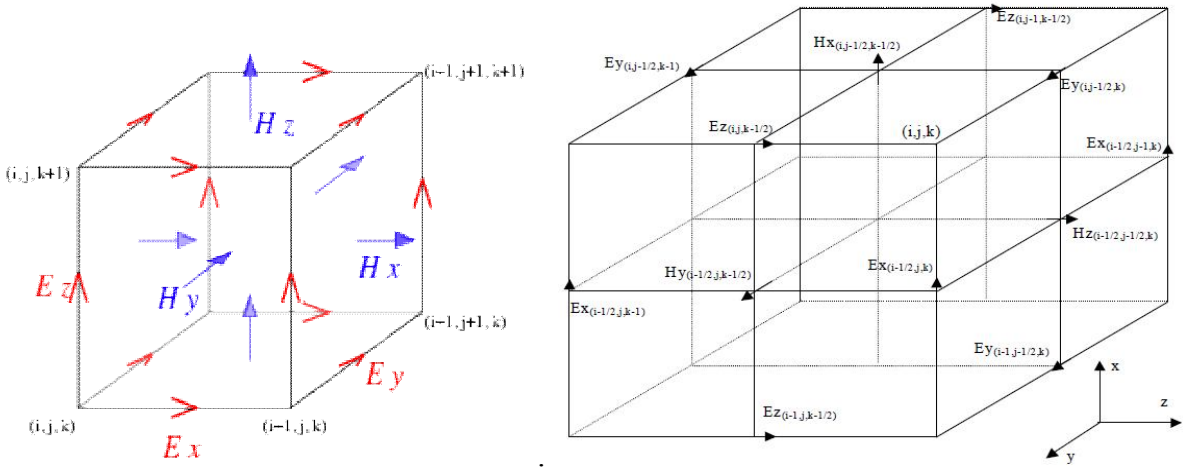


Рис. 1. Элементарная ячейка расчетной сетки в алгоритме Йи (FDTD)

Шаг сетки дискретизации определяется из условия устойчивости явного численного решения по критерию Куранта–Фридрихса–Леви и в большинстве практических случаев шаг дискретизации по пространству должен быть меньше, чем λ/40, а плотность дискретизации по времени до 100 шагов на период колебаний, что во многом определяет вычислительную сложность модели и требования к вычислительной системе [7] (рис. 2, 3).

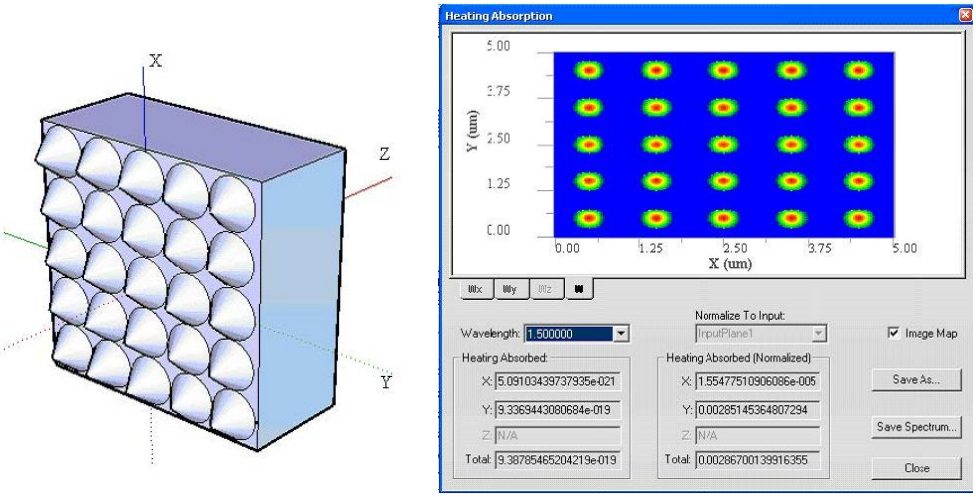


Рис. 2. Рабочее окно программы Optiwave при расчете теплообмена в наноструктурированной двумерной метаповерхности (диэлектрическая двумерная решетка из конусов высотой 1000 нм)

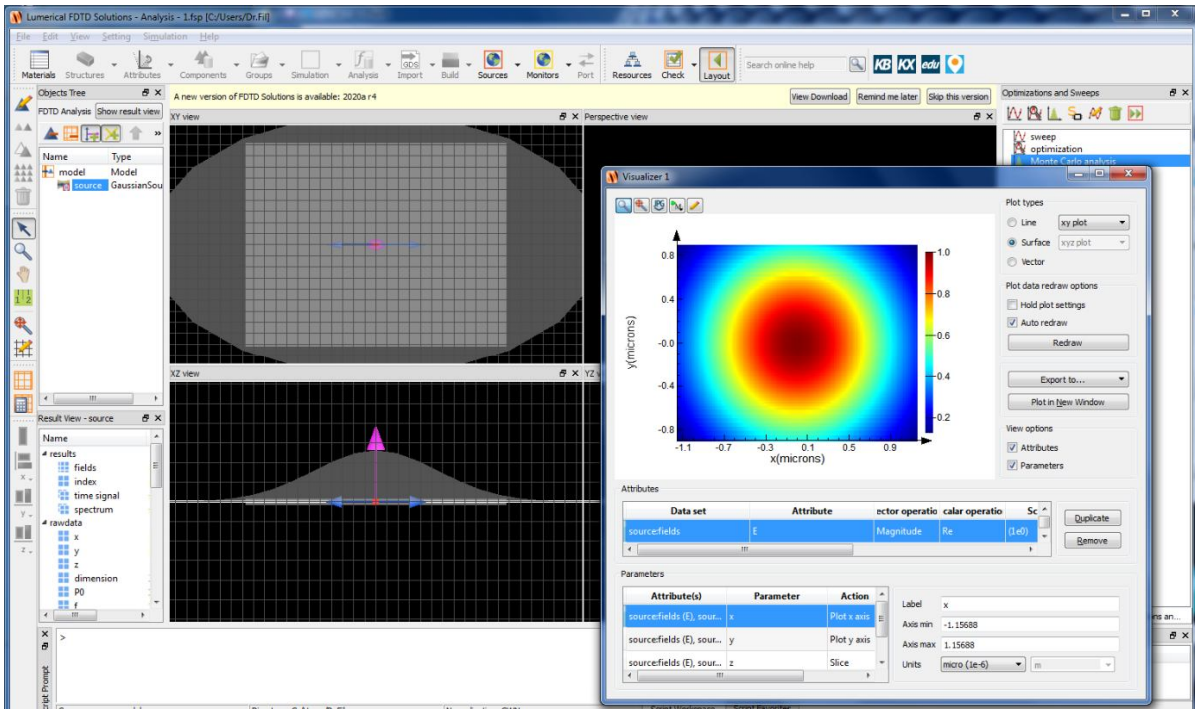


Рис. 3. Рабочее окно программы Lumerical FDTD при расчете плотности электромагнитного излучения в наноструктурированных средах

Для создания метаматериалов по цифровой модели традиционно используются системы электронной и оптической литографии. Как показали проведенные эксперименты, для создания метаматериалов оптического и терагерцового диапазона, наряду с традиционными методами безмасочной стереолитографии могут быть использованы проекционные фотополимерные 3D принтеры. Современные технические решения позволяют создавать как одномерные метаматериалы, в которых свойства изменяются лишь в одном направлении (как правило, параллельные слои элементов, в которых специфические свойства проявляются лишь в направлении, перпендикулярном слоям), так и двухмерные метаматериалы (как правило, периодические структуры, расположенные в виде трехмерной матрицы) и трехмерные метаматериалы (рис. 4, 5).



Рис. 4. Структура классической 2D системы безмасочной некогерентной стереолитографии

Особенностью реализованного метода формирования метаматериалов с наноразмерными проводящими наполнителями является послойное формирование трехмерных объектов из

отверждаемой ультрафиолетовым излучением фотополимерной смолы для создания твердых трехмерных объектов с заданной геометрией послойно по цифровой модели. Введение в фотополимер оптически активных наноразмерных частиц обеспечивает возможность реализации ап-конверсии излучения и возможность создания оптических нелинейных сред. В перспективе предполагается использование когерентного оптического излучения для создания периодических микро- и наноразмерных структур в образце и возможности управления оптическими и теплофизическими свойствами наноструктурированных метаматериалов и метаповерхностей.

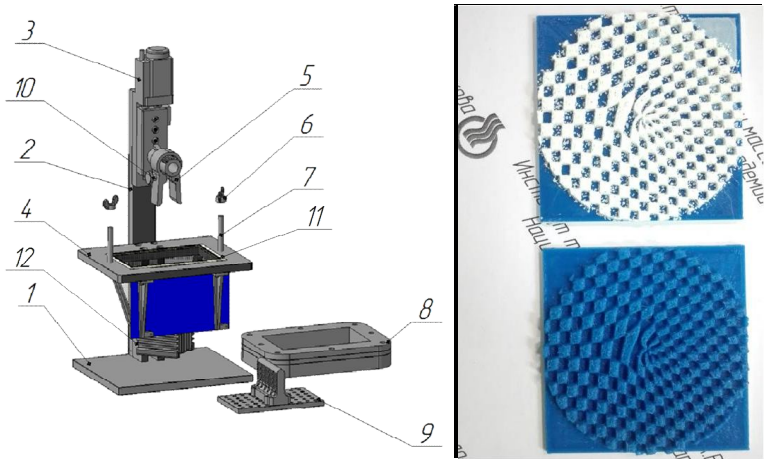


Рис. 5. Макетный образец экспериментальной системы безмасочной стереолитографии: 1 – основание; 2 – стойка; 3 – моторизованный линейный транслятор; 4 – платформа; 5 – зажим; 6 – гайки крепёжные; 7 – направляющие винты; 8 – кювета; 9 – подложка; 10 – зажимной винт; 11 – ЖКИ; 12 – радиатор с установленными светодиодами и прототип металинз терагерцового диапазона

Проведенные исследования подтвердили возможность моделирования процессов распространения электромагнитного излучения в пространственно неоднородных средах и наноструктурированных композиционных материалов для создания цифровых моделей анизотропных композиционных материалов – метаматериалов и метаповерхностей, которые могут быть использованы в перспективных разработках теплообменных систем микроэлектронной техники и в системах регистрации и обработки оптических сигналов, СВЧ и терагерцового излучения. Представляется также перспективным разработка метаматериалов с анизотропной теплопроводностью для управления тепловыми потоками в ультратонких композитах, к которым относятся, например, многослойные печатные платы. Спроектированные на основе компьютерных моделей метаматериалы могут обеспечить качественно новые тепловые характеристики объектов, которые не могут быть достигнуты при использовании однородных гомогенных материалов.

Литература

1. Хвесюк В. И., Скрябин А. С. Теплопроводность наноструктур // ТВТ. 2017. Т. 55, № 3. С. 447–471.

2. Дмитриев А. С. Введение в нанотеплофизику. М. : БИНОМ, 2015. – 790 с.

3. Дмитриев А. С. Тепловые процессы в наноструктурах. М.: Изд. дом МЭИ, 2012. – 302 с.

4. Cahill D. G., Ford W. K., Goodson K. E., Mahan G. D., Madjumar A., Maris H. J., Merlin R. Nanoscale Thermal Transport // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93, No. 2. P. 793–802.

5. Веселаго В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ // УФН. 1967. Т. 92. С. 517.

6. Манцызов Б. И. Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов. М.: Физматлит, 2009. – 206 с.

7. Ладутенко К. С., Белов П. А. Моделирование интегральных схем нанофотоники: метод FDTD // Наносистемы: физика, химия, математика. 2012. Т. 3, № 5. С. 42–61.

УДК 621.362.1

ТЕПЛООБМЕН В НАНОРАЗМЕРНЫХ МЭМС СТРУКТУРАХ ШИРОКОДИАПАЗОННЫХ ДАТЧИКОВ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С. А. Филатов[1], И. А. Таратын[2], Ю. М. Кернасовский[2], Е. В. Батырев[2], М. Н. Долгих[1], О. С. Филатова[1], Г. С. Кучинский[2]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]ОАО «Минский НИИ радиоматериалов», г. Минск, Республика Беларусь

В современных системах регистрации оптического и терагерцового излучения эффективно используются многоэлементные датчики, выполненные по МЭМС технологии, с чувствительными элементами в виде многоэлементных планарных термопар, обеспечивающей высокое временное разрешение и малую инерционность при низком уровне шумов [1–3]. Успехи в развитии этого направления обусловлены результатами разработок технологических процессов формирования микро- и наноразмерных мембран на кремниевой подложке с использованием процессов анизотропного травления кремния (рис. 1, 2).

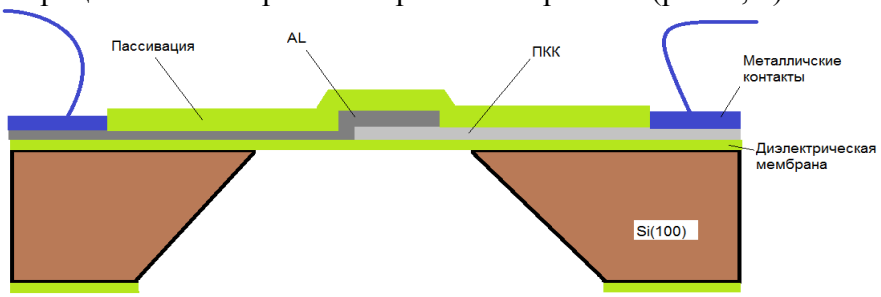


Рис. 1. Базовая конструкция МЭМС датчика на основе термоэлектрической пары алюминий–поликристаллический кремний (ПКК) на поддерживающей диэлектрической мембране из нитрида кремния толщиной менее 1 мкм

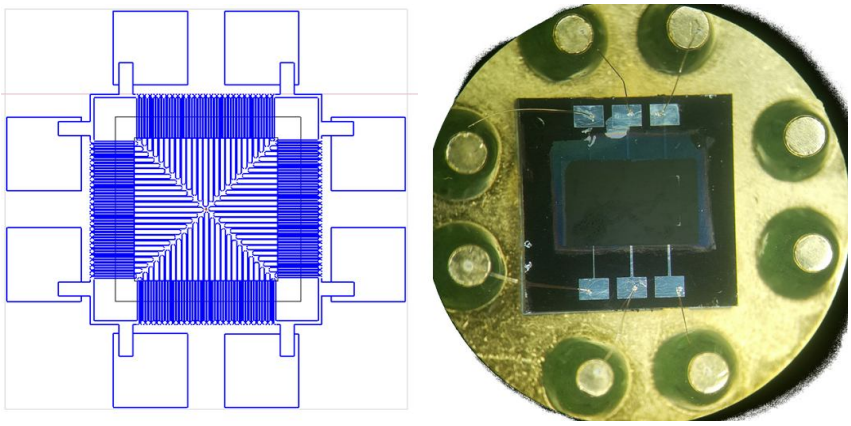


Рис. 2. Базовая топология и внешний вид кристалла МЭМС датчика с абсорбером до герметизации

Оптимизация конструкции датчика выполнена на основе результатов численного моделирования теплообмена в элементах датчика с использованием пакета ELCUT (ООО “Тор”, РФ) (рис. 3).

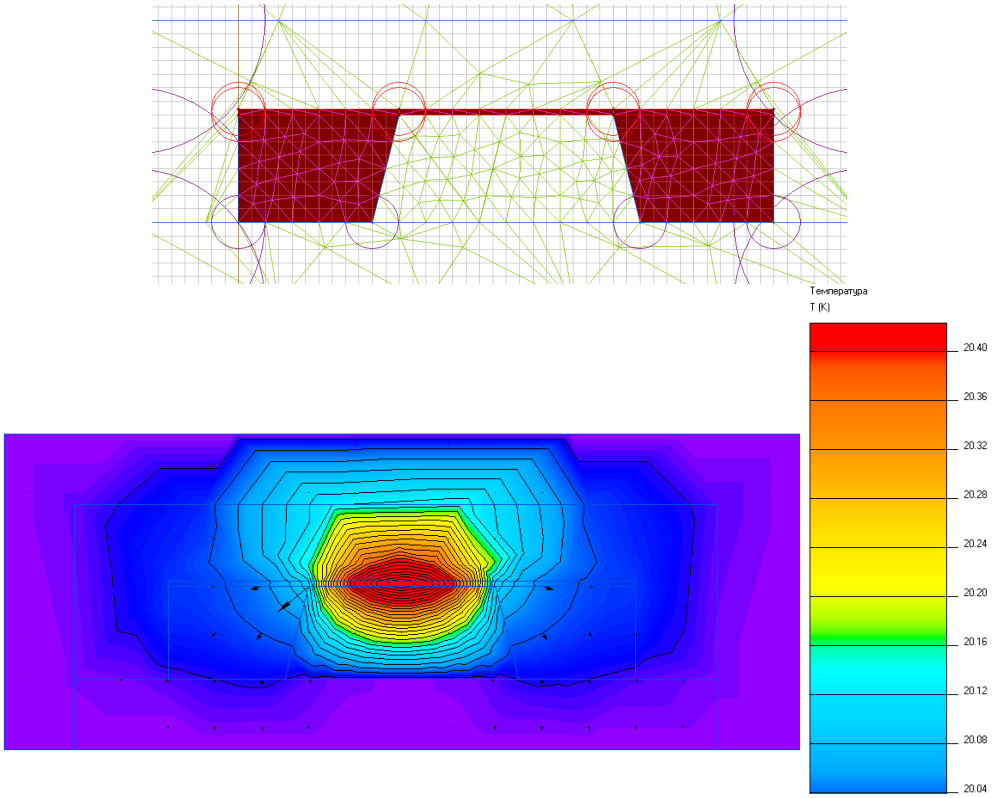


Рис. 3. Фрагмент расчетной сетки и результаты расчета при моделировании нестационарного теплообмена кристалла МЭМС датчика с абсорбером в программном комплексе ELCUT

Как показывают результаты экспериментов и численного моделирования, вследствие малой толщины рабочих слоев и диэлектрической мембраны сама конструкция чувствительных элементов практически не поглощает оптическое излучение в видимом, ИК и УФ диапазоне (рис. 4), что требует применения специальных поглощающих слоев (абсорбера) для увеличения чувствительности датчика. Кроме того, увеличение коэффициента поглощения оптического абсорбера снижает рассеяние и пропускание излучения конструкцией датчика, что позволяет снизить уровень отраженного излучения в конструкции датчика и увеличить его чувствительность и воспроизводимость измерений.

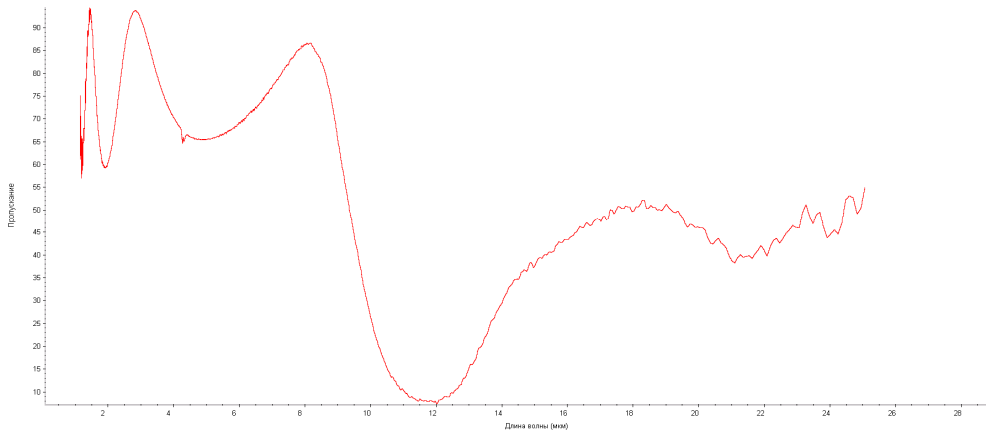


Рис. 4. Спектр пропускания мембраны (интегральный коэффициент пропускания мембраны в диапазоне 0,1–14,0 мкм равен 0,75)

Для проведения испытаний использовался специализированный стенд для измерения характеристик датчика теплового потока. При проведении испытаний поток оптического излучения составил 4,0±0,1 кВт/м^2, контроль потока оптического излучения в диапазоне 0,1–14,0 мкм осуществлялся с помощью балансомера Пеленг СФ-06, контроль теплового потока осуществлялся с помощью измерителя плотности теплового потока и температуры ИТП-МГ4.03/5 «Поток». Оптические характеристики наноструктурированных покрытий и элементов датчика были определены с помощью ИК Фурье спектрометра Nicolet Nexus 670 (компания Thermo, США). Спектры пропускания и отражения поддерживающей наноструктурированной диэлектрической мембраны датчика теплового потока приведен на рис. 4, 5, характерная топология наноструктурированной поверхности мембраны – на рис. 6.

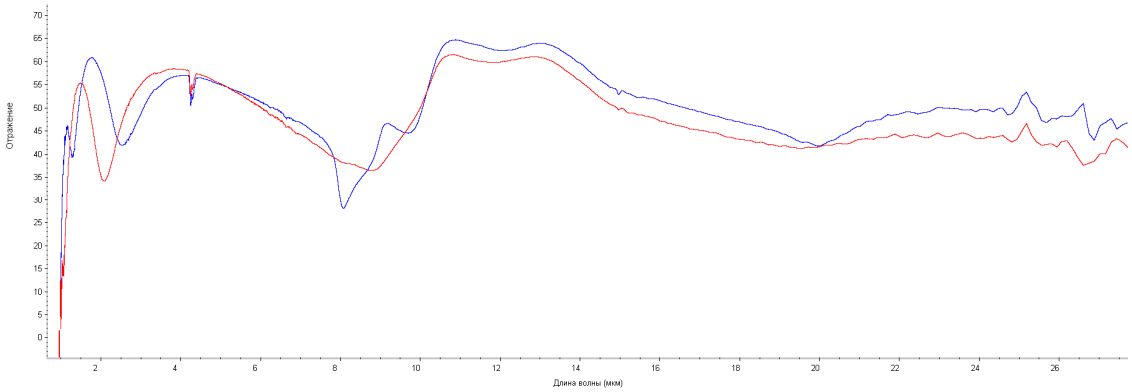


Рис. 5. Спектр отражения оптического излучения термоэлектрического чувствительного элемента (спектр отражения оптического излучения тестового чувствительного элемента без диэлектрического покрытия – красный, спектр отражения оптического излучения тестового чувствительного элемента с диэлектрическим покрытием – синий). Интегральный коэффициент отражения тестового чувствительного элемента с наибольшей площадью датчика теплового потока с диэлектрическим покрытием в диапазоне 0,1–14,0 мкм равен 0,75

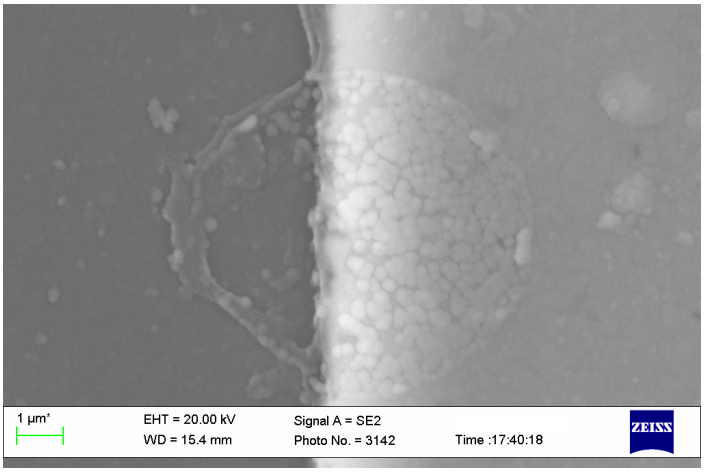


Рис. 6. Характерный вид топологии наноструктурированного диэлектрического покрытия

Для увеличения коэффициента поглощения оптического абсорбера в видимой и ближней ИК области спектра было предложено использовать структуры из неупорядоченных углеродных нанотрубок на поверхности чувствительных элементов. Спектры пропускания датчика с поглощающим абсорбером приведены на рис. 7, 8.

Для расширения области работы на терагерцовый диапазон было предложено использовать неструктурированный графен, дефектные структуры в котором обеспечивают множественные дискретные графен-плазмонные резонансы с большим относительным частотным интервалом (рис. 9–11).

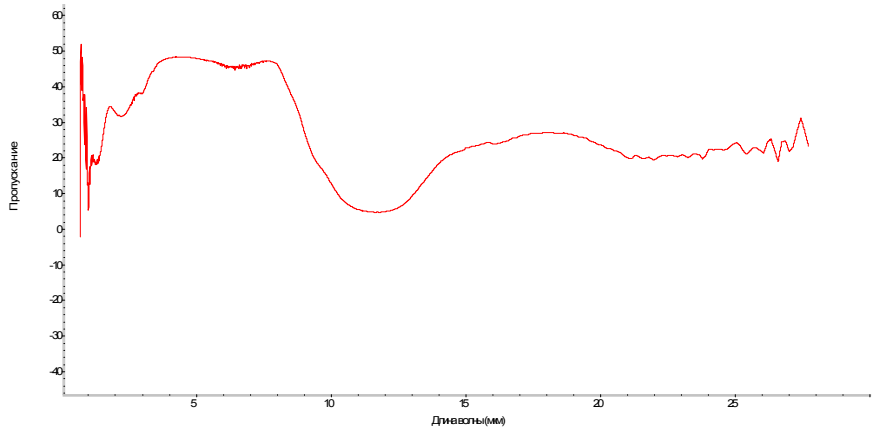


Рис. 7. Спектр пропускания абсорбера датчика с поглощающим покрытием (интегральный коэффициент пропускания T в диапазоне 0,1–14,0 мкм равен 0,26)

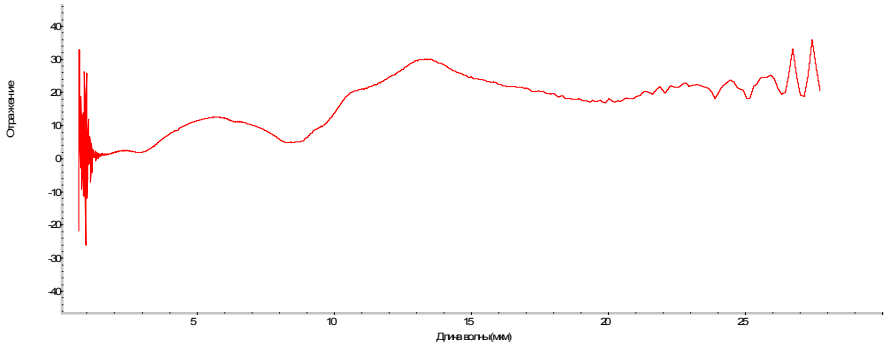


Рис. 8. Спектр отражения оптического излучения тестового чувствительного элемента датчика теплового потока с поглощающим покрытием (0,57 в диапазоне 0,1–14,0 мкм)

Терагерцовые устройства привлекают все большее внимание благодаря уникальным свойствам излучения в диапазоне 0,1–10 ТГц, которые имеют сходство как с микроволновым, так и с дальним инфракрасным диапазоном. Традиционно в этой области металлические метаматериалы являются ключевыми компонентами большинства конструкций абсорберов оптического излучения как селективных, так и двухдиапазонных и широкополосных. Выбор графена в качестве базового материала абсорберов терагерцового диапазона связан с высокой подвижностью носителей заряда в графене. Кроме того, возможна реализация абсорберов на основе графена в виде метаматериалов (например, типа трехслойных структур металл–диэлектрик–графен [4, 5]) и метаповерхностей типа многослойного графена на диэлектрике [6, 7] на поддерживающем диэлектрическом слое.

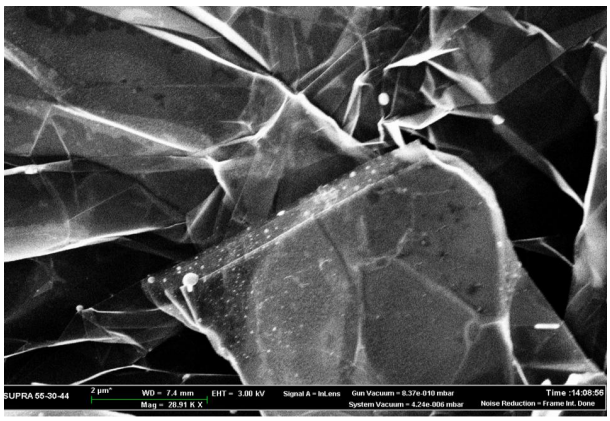


Рис. 9. Характерный вид топологии наноструктурированного абсорбера из многослойного графена на диэлектрической подложке

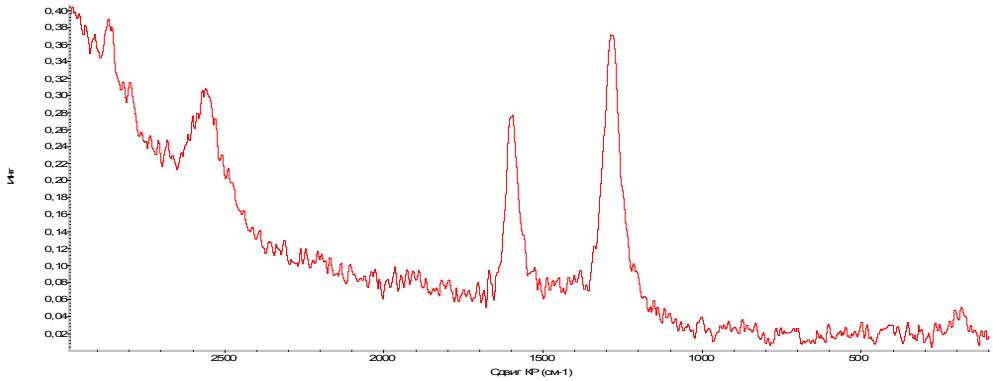


Рис. 10. Характерный рамановский спектр поверхности абсорбера с несовершенной структурой графена

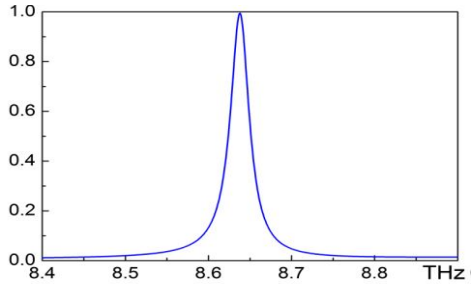


Рис. 11. Расчетное положение пика поглощения монослоя графена на диэлектрической наноструктурированной подложке с металлическим подслоем

Анализ характера поглощения терагерцового излучения графеном на диэлектрической подложке, выполненный с помощью пакета Lumerical показывает возможность резонансного режима поглощения в терагерцовом диапазоне [8], причем положение пиков спектров поглощения может быть настроено только путем изменения уровня Ферми графена и изменением числа слоев неструктурированного графена, формируемого на диэлектрической подложке.

Предложенные решения позволяют увеличить чувствительность и оптимизировать спектральный диапазон термоэлектрических многоэлементных МЭМС датчиков оптического излучения.

Литература

1. Геращенко О. А. Основы теплометрии. Киев: Наукова думка, 1971. – 191 с.
2. Rogalski A. Infrared Detectors. New York: Gordon and Breach Science Publishers, 2000.
3. Graf A., Arndt M., Sauer M., et al. Review of micromachined thermopiles for infrared detection // Measurement Science and Technology. 2007. Vol. 18, No. 7. P. R59–R753.
4. Amin M., Farhat M., Bağcı H. An ultra-broadband multilayered graphene absorber // Optics Express. 2013. Vol. 21. P. 29938–29948.
5. Wang Z., Hou, Y. Ultra-multiband absorption enhancement of graphene in a metal-dielectric-graphene sandwich structure covering terahertz to mid-infrared regime // Optics Express. 2017. Vol. 25. P. 19185–19194.
6. Wu B. et al. Experimental demonstration of a transparent graphene millimetre wave absorber with 28% fractional bandwidth at 140 GHz // Scientific Reports. 2014. Vol. 4. P. 4130.
7. Alaee R., Farhat M., Rockstuhl C., Lederer F. A perfect absorber made of a graphene micro-ribbon metamaterial // Optics Express. 2012. Vol. 20. P. 28017–28024.
8. Andryieuski A., Lavrinenko A. V. Graphene metamaterials based tunable terahertz absorber: effective surface conductivity approach // Optics Express. 2013. Vol. 21. P. 9144.

УДК 541.18, 533.723

НУКЛЕАЦИЯ И БРОУНОВСКАЯ КОАГУЛЯЦИЯ НАНОКАПЕЛЬ ПРИ РАСПАДЕ СИЛЬНО ПЕРЕСЫЩЕННОГО ПАРА

С. П. Фисенко

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Смешение потоков горячего пара и холодного воздуха, при достаточно большой разнице их температур, создает парогазовую смесь, в которой пересыщение пара может быть очень большим. На рис. 1 показано пересыщение паров глицерина в зависимости от отношения потоков молекул пара и воздуха (газа-носителя) q при смешении. Температура смеси после смешения также зависит от параметра q.

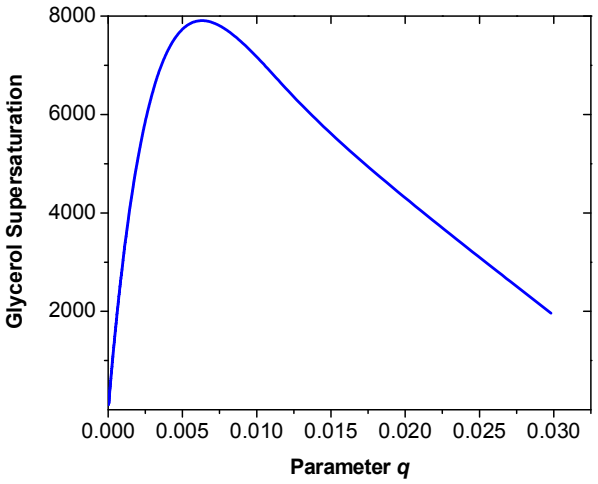


Рис. 1. Пересыщение пара глицерина (570 K) при мгновенном смешении с воздухом (300 K)

Важно отметить, что использование классической теории нуклеации для таких больших пересыщений пара невозможно. Основная причина, что при величине пересыщения около 2000 и более критический зародыш состоит 2-3 молекул, поэтому о применимости термодинамических понятий для описания возникших кластеров не может быть и речи. В таких случаях, разумно пользоваться кинетической теорией тройных столкновений (двух молекул пара и одной молекулы газа-носителя) для описания формирования первичных кластеров [1].

В работе приведены результаты расчетов. Показано, что в результате скорость нуклеации паров настолько велика, что в течение 10–20 нс возникают и растут в свободномолекулярном режиме кластеры конденсированной фазы. Их количество достигает примерно 10^{20} кластеров/м^3. При этом выделяется скрытая теплота фазового перехода, которая приводит к нагреву кластеров и окружающей смеси. Этот эффект приводит к быстрому падению пересыщения пара примерно до единицы.

Показано, что дальнейший рост кластеров (нанокапель) при их высокой числовой плотности и низком пересыщении пара идет не в результате конденсации пара, а в основном за счет броуновской коагуляции капель. Для описания квазиравновесного распределения кластеров по радиусу в работе использовано распределение Вейбулла и вычислено характерное время коагуляции τ. Наиболее важными для формирования функции распределения капель по размеру являются столкновения капель вблизи максимума функции распределения. Разработана процедура определения параметров распределения Вейбулла, если известен средний радиус по ансамблю [2]. На рис. 2 показана эволюция системы нанокапель в результате броуновской коагуляции и переход к каплям с субмикронными радиусами. Видно, что по мере увеличения радиуса капель скорость броуновской коагуляции замедляется. При этом даже если большинство капель имеет субмикронные размеры, вероятность найти каплю микронных размеров в процессе коагуляции все время увеличивается. При числе субмикронных капель порядка 10^{12} капель/м^3 в единице объема, броуновская коагуляция практически прекращается, так столкновения капель становятся достаточно редкими.

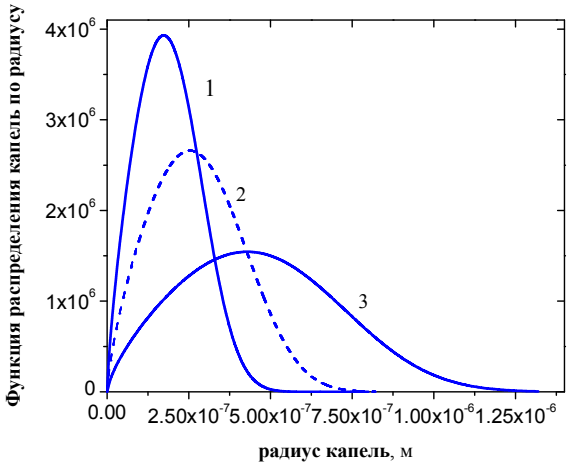


Рис. 2. Эволюция функции распределения капель по радиусу при коагуляции: 1 – через 0.2 с после окончания нуклеации, 2 – 0.5, 3 – 2

Литература

1. Fisenko S. P., Rostami A. A., Kane D. B., Pithawalla Y. B., El-Shall M. S. Modeling of formation and growth of nanodroplets at high nucleation rates // Physics, Chemistry and Applications of Nanostructures / Eds. V. E. Borisenko, S. V. Gaponenko, V. S. Gurin, C. Y. Kam. Singapore, World Scientific, 2017. P. 422–424.

2. Фисенко С. П. Броуновская коагуляция нанокапель в парогазовой смеси // Тепломассоперенос – 2018: сб. науч. тр. Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2019. С. 198–201.

УДК 537.5+535.21

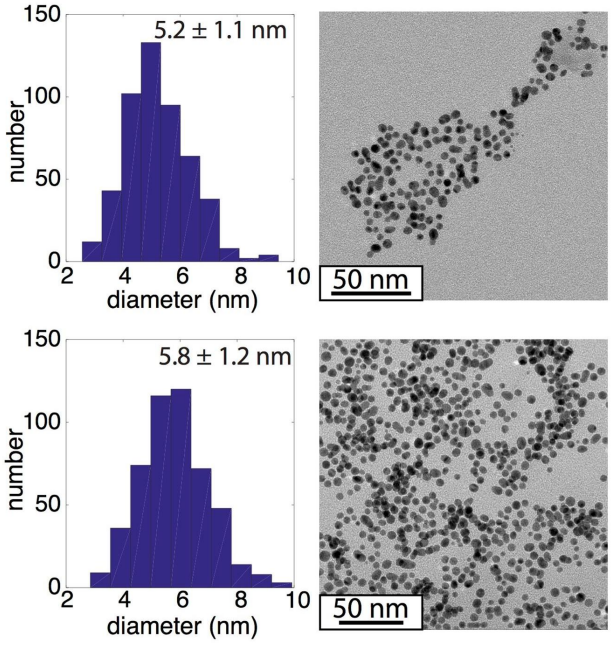
ФОРМИРОВАНИЕ АНСАМБЛЯ МОНОДИСПЕРСНЫХ НАНОЧАСТИЦ В ВОДЕ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТО- И НАНОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

С. П. Фисенко

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Для использования металлических наночастиц в инженерной практике важно иметь ансамбли наночастиц с достаточно узким распределением наночастиц по радиусу. В силу различных по своей природе факторов, получение таких ансамблей наночастиц затруднительно. Необходимо применение внешних воздействий для селекции наночастиц по размеру.

На примере импульсно-периодического воздействия мощного лазерного излучения на коллоидный раствор наночастиц золота было экспериментально показано, что при достаточно длительном воздействии формируются практически монодисперсные ансамбли наночастиц [1, 2]. На рисунке показаны экспериментальные результаты при использовании второй гармоники неодимового лазера с длиной волны λ = 532 нм и длительностью импульса 8 нс при частоте повторений 30 Гц (фото со сканирующего электронного микроскопа и гистограмма распределения) [1, 2]. Время работы лазера 30 мин.



Распределение наночастиц по размерам: верхний ряд – при энергии импульса 0.1 Дж, нижний – 0.067 Дж; 8 нс, 532 нм

Цель работы – предложить физическую картину этого эффекта и в рамках максимально простой математической модели найти соотношения между параметрами, влияющими на эффективность этого процесса.

Основной физический эффект, определяющий формирование практически монодисперсного ансамбля наночастиц, хорошо известен и состоит в том, что если радиус наночастицы $R << \lambda$, то поглощенная энергия лазерного излучения E_a резко убывает при уменьшении радиуса наночастицы [3]. В результате большие наночастицы сильнее нагреваются и интенсивно испаряются, а небольшие наночастицы нагреваются только на несколько сот градусов.

Характерный радиус наночастиц R_c, «выживающих» при импульсно-периодическом лазерном облучении в воде, зависит от параметров импульса и свойств частиц

$$R_c \sim \frac{U\lambda}{Ik(\lambda)\tau}$$

и соответствует максимуму гистограммы на рисунке (τ – длительность одного лазерного импульса). Как следует из этой формулы и из данных на рисунке, снижение энергии лазерного импульса, которое прямо пропорционально I, ведет к увеличению характерного радиуса.

Предложена математическая модель испарения наночастицы под действием лазерного излучения, которая состоит из двух обыкновенных дифференциальных уравнений: уравнения для описания изменения радиуса и уравнения для изменения температуры наночастицы T_n.

Уравнение для изменения радиуса наночастицы, записанное в свободномолекулярном режиме, имеет вид

$$\frac{dR}{dt} = -\frac{m\left(p - p_s(T)\right)}{\rho\sqrt{2\pi m k_b T}}, \qquad (1)$$

где p_s – парциальное давление насыщенных паров металла, из которого состоит наночастица, в плазменном облаке, p – парциальное давление паров металла, k_b – постоянная Больцмана; m – масса молекулы вещества наночастицы. Для экспериментов, описанных в [1, 2], главный

вклад в парциальное давление металла дает пиролиз солей. В экспериментах по селекции наночастиц величина p может быть пренебрежимо мала.

Уравнение для изменения средней температуры наночастицы T_n, которое включает в рассмотрение лазерный нагрев, испарительное и радиационное охлаждение наночастицы, а также кондуктивный теплообмен наночастицы со средой, имеет вид

$$c\rho\frac{dT_n}{dt}=\frac{3}{4}\left[\frac{k(\lambda)I}{\lambda}-\frac{4\rho\left(cT_n+U\right)}{R}\frac{dR}{dt}-\frac{2\sigma\left(T_n^4-T_m^4\right)}{R}-\frac{4\lambda_c}{R}\left(T_n-T_m\right)\right], \qquad (2)$$

где c и ρ – теплоемкость и плотность материала наночастицы, k – коэффициент поглощения, I – интенсивность лазерного излучения, R – радиус наночастицы, T_n и T_m – температуры наночастицы и плазменного облака, U – удельная теплота испарения материала наночастицы, λ – длина волны излучения, λ_c – теплопроводность среды, σ – постоянная Стефана–Больцмана. Из уравнения (2) следует, что скорость охлаждения наночастицы резко увеличивается при уменьшении ее радиуса и, тем самым, уменьшается скорость её испарения после прекращения лазерного импульса.

В работе приведены результаты численных расчетов испарения наночастиц в течение лазерного импульса и после. Показано, что стадия охлаждения при температуре наночастицы в несколько тысяч градусов существенно превышает длительность лазерного импульса. Максимальная температура наночастиц существенно превышает температуру плавления, что приводит к сферической форме наночастиц. Высокая скорость охлаждения, как правило, влияет на кристаллическую структуру наночастиц. Обсуждаются проблемы оптимизации процесса селекции наночастиц по радиусу.

Показано, что броуновское блуждание наночастиц, выводящее их фокального пятна лазерного излучения, снижает эффективность селекции наночастиц и увеличивает время обработки коллоидного раствора. Нужно отметить, что при остывании плазменного облака также возможна гомогенная нуклеация наночастиц из плазменного облака и быстрый роста новых кластеров [2] при ненулевой вероятности выхода из зоны действия лазерного излучения. Действительно, в экспериментах иногда наблюдаются наночастицы диаметром до 100 нм.

Литература

1. Rodrigues C. J., Bobb J. A., John M. A., Fisenko S. P., El-Shall M. S., Tibbetts K. M. Nucleation and growth of gold nanoparticles initiated by nanosecond and femtosecond laser irradiation of aqueous [AuCl4] // Physical Chemistry Chemical Physics. 2018. Vol. 20. P. 28465–28475.

2. Bobb J. A., Фисенко С. П., Rodrigues C. J., El-Shall M. S., Tibbetts K. M. Закономерности формирования наночастиц в водных растворах солей при периодическом воздействии мощного лазерного излучения // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 2. С. 385–390.

3. Bohren C. F. and Huffman D. R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York, Wiley, 1983.

УДК 536.655

ИСПАРЕНИЕ ОБЛАКА ФЕМТОЛИТРОВЫХ КАПЕЛЬ В АЭРОЗОЛЬНОМ РЕАКТОРЕ

С. П. Фисенко, Ю. А. Ходыко

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Испарение облака фемтолитровых капель в газовом потоке является важнейшим элементом процесса получения наночастиц методом распылительного пиролиза (spray pyrolysis) [1]. Быстрое испарение растворителя и промежуточных соединений, возникающих в процессе диссоциации солей, приводит к образованию внутри капель пересыщенного раствора и последующим его распадом через формирование наночастиц, отличных по составу от растворенной соли [2].

В работе представлены результаты численного моделирования испарения облака фемтолитровых капель в проточном аэрозольном реакторе, как в свободномолекулярном приближении, так и в режиме сплошной среды. Такие эффекты как радиационный нагрев капель и ускорение ламинарного газового потока при нагревании в реакторе также учтены в нашей математической модели. Коагуляцией капель пренебрегается в силу их достаточно малой числовой плотности. Результаты исследования испарения облака фемтолитровых капель в аэрозольном реакторе при пониженном давлении (в свободномолекулярном режиме) частично были представлены в [3].

Для стационарного газового потока на рис. 1 представлены результаты численного расчета пути испарения капель z^*, которые получены для типичного аэрозольного реактора диаметром d = 2 см, длиной 1 м, температура стенок 1273 К. На входе в реактор капли равномерно распределены по сечению реактора, давление атмосферное, начальная скорость газового потока u_0 = 0.7 м/с (на входе Re = 903). Более высокая скорость испарения капель в режиме сплошной среды связана с более мощным подводом тепла к каплям молекулами газа-носителя. Естественно, при увеличении числовой плотности капель N путь до полного испарения увеличивается. Как следует из данных на рис. 1, на пути в несколько тысяч R_d капля испаряется.

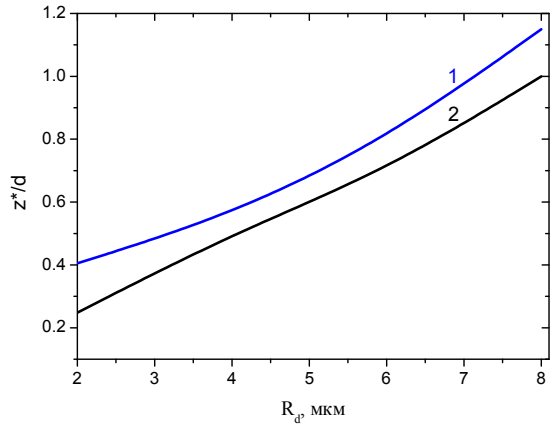


Рис. 1. Расстояние для испарения облака монодисперсных фемтолитровых капель $N_d = 10^{10}$ капель/м^3: 1 – Kn < 1, 2 – Kn > 1

На рис. 2 показан нагрев газового потока, движущегося вдоль горячих стенок реактора в процессе испарения в нем капель. Расчет проведен при атмосферном давлении для начальной скорости потока 0.7 м/с, несущего ансамбль из монодисперсных фемтолитровых капель

N_d = 10^{10} капель/м^3 радиусом 8 мкм. Из расчетов видно, что на длинах до z^*/d = 1 газовый поток практически не нагревается, особенно в осевой части реактора, это связано с его увлажнением за счет испарения капель. После полного испарения капель скорость нагрева газового потока значительно увеличивается, однако температуры стенки достичь не успевает.

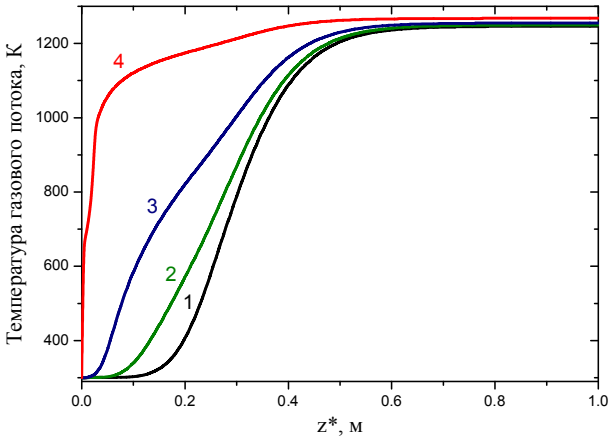


Рис. 2. Нагрев газового потока в проточном реакторе: 1 – 0.2R, 2 – 0.5R, 3 – 0.7R, 4 – 0.9R

Как для свободномолекулярного режима, так и в приближении сплошной среды происходит смещение испаряющихся капель к оси реактора в результате влияния на них термофореза. Таким образом, после полного испарения капель образованные из них наночастицы на выходе из реактора концентрируются в приосевой области течения. Фактически, броуновская диффузия наночастиц расширит узкий максимум пространственного распределения наночастиц [4]. Эффективность расширения за счет броуновской диффузии зависит от безразмерного параметра $D_{\text{B}}L / d^2 u_0$, где D_{B} – коэффициент броуновской диффузии наночастиц, L – длина реактора.

Заключение. Численно исследовано испарение облака монодисперсных фемтолитровых капель при ламинарном течении парогазового потока в высокотемпературном цилиндрическом реакторе. Как показали расчеты, скорость испарения существенно зависит от температуры стенок и числовой плотности капель. Влияние начальной влажности газового потока весьма мало. Показано, что под действием термофореза происходит смещение фемтолитровых капель в приосевую зону реактора. Броуновская диффузия образовавшихся наночастиц частично расширяет их распределение сечению газового потока.

Литература

1. Wang W. N., Lengorro I. W., Okuyama K. Dispersion and aggregation of nanoparticles derived from colloidal droplets under low-pressure conditions // J. of Colloid and Interf. Sci. 2005. Vol. 288. P. 423–431.

2. Fisenko S. P., Khodyko Yu. A., Saverchenko V. I., Penyazkov O. G. Nanoparticles formation via low pressure spray pyrolysis – physical fundamentals and puzzles / Eds. Z. Bartul and J. Trenor. Advances in nanotechnology. Nova Science, 2015. Vol. 14. Chapter 6.

3. Бринь А. А., Фисенко С. П., Ходыко Ю. А. Особенности испарительного охлаждения капель в высокотемпературных потоках // ИФЖ. 2011. Т. 84, № 2. С. 274–279.

4. Фисенко С. П., Ходыко Ю. А. Термофорез и броуновская диффузия наночастиц в проточном реакторе // ЖТФ. 2012. Вып. 3. С. 23–29.

УДК 532.6

МИКРОТЕРМОДИНАМИКА ТЕЧЕНИЙ НА ПРИМЕРЕ ИМПАКТА КАПЛИ

Ю. Д. Чашечкин

Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН, г. Москва, Россия

Актуальность изучения импакта свободно падающей капли – последовательности гидродинамических и акустических процессов, возникающих в принимающей жидкости, устойчиво растет в последние годы в силу действия ряда факторов – фундаментальности темы, развития информационных технологий, способствующих совершенствованию аппаратуры, расширения числа практических приложений в механике окружающей среды и промышленных технологиях.

Согласованное теоретическое и лабораторное моделирование импакта капли в данной работе основывается на системе фундаментальных уравнений переноса плотности, составляющих каплю веществ, импульса и полной энергии, включающей замыкающие уравнения состояния для потенциала Гиббса и его производных – традиционных термодинамических величин, с физически обоснованными граничными и начальными условиями [1–4]. В течениях, сопровождающихся изменением площади свободной поверхности S_b, в качестве одного из основных физических параметров среды используется потенциал Гиббса G (свободная энтальпия) $dG = -sdT + VdP - S_b d\sigma + \mu_i dS_i$, производные которого явно определяют энтропию s, плотность и удельный объем $\rho = 1/V$, химический потенциал μ_i (S_i – концентрация компонента) и косвенно – все другие термодинамические величины. Здесь T – температура, P – давление, S_b – площадь контактной поверхности границы раздела фаз, σ – коэффициент поверхностного натяжения.

Термодинамические потенциалы в неоднородной жидкости со свободной поверхностью распределены неравномерно. Методами оптической и рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой микроскопии установлено, что плотности, диэлектрические проницаемости, дипольные моменты в толще жидкости и в структурированном приповерхностном слое толщиной порядка размера молекулярного кластера ($\delta_c \sim 10^{-6}$ см) заметно отличаются. Анизотропия атомно-молекулярных взаимодействий в областях с большими градиентами термодинамических величин (в частности, на концентрационных прослойках и около свободной поверхности) приводит к формированию доступной потенциальной поверхностной и химической энергии, которая может трансформироваться в другие формы – тепловую, энергию механического течения жидкости, совершать работу по созданию новой свободной поверхности. Обмен энергией в жидкости происходит с несколькими скоростями – достаточно медленно в диссипативных (диффузионных) процессах; более быстро – в вынужденных течениях со скоростью U; с собственными групповыми скоростями c_g при распространении волн и наиболее быстро при прямом проявлении действия атомно-молекулярных процессов. Каждый из механизмов характеризуется собственным временным масштабом.

Быстрые механизмы, которые реализуются при погружении капли в жидкость, оказывают существенное влияние на формирование общей картины и тонкой структуры течений, генерацию капиллярных и акустических волн. Поскольку величина передаваемой энергии пропорциональна массе слившейся части капли, на начальном этапе импакта доминирует процесс освобождения доступной потенциальной энергии E_s, существенно превышающей величину кинетической энергии E_k. При уничтожении свободной поверхности энергия достаточно быстро (собственное время $\tau \sim 10^{-10}$ с) преобразуется в другие формы в ходе атомно-молекулярных процессов. При этом возмущения давления, температуры и механические движения оказываются сосредоточенными в тонком двойном слое, занявшем место исчез-

нувшей контактной поверхности. Приводятся примеры, показывающие что толщина контактного слоя, которая при формировании порядка размера молекулярного кластера, вначале растет под действием молекулярной теплопроводности и диффузии импульса, а позднее – за счет перемещения тонких струек и вихрей.

Система уравнений анализируется методами сингулярной теории возмущений с учетом условия совместности, которое определяет ее ранг, степень линеаризованной версии и порядок характеристического (дисперсионного) уравнения. С высоким рангом системы фундаментальных уравнений для слабо диссипативных сред связано существование лигаментов – тонкоструктурных компонентов периодических и нестационарных течений (классификация приведена в [1]).

Отличительные свойства лигаментов – малая толщина δ, значение которой определяется величиной кинетических коэффициентов и временем формирования Δt или частотой процесса (масштаб в поле скорости $\delta^{\nu}_{\Delta T} = \sqrt{\nu \Delta t}$ или $\delta^{\nu}_{\omega} = \sqrt{\nu / \omega}$, ν – кинематическая вязкость, ω – частота) и большая протяженность, которая устанавливается продолжительностью процесса [1]. Они существуют во всех нестационарных явлениях. Как только размеры элементов превзойдут пределы разрешения инструментов, а уровень возмущения – порог чувствительности, лигаменты регистрируются как тонкая структура среды. Лигаменты – тонкие поверхности раздела или нити, наряду с волнами и вихрями (даны определения) входят в полную классификацию структурных компонентов течений.

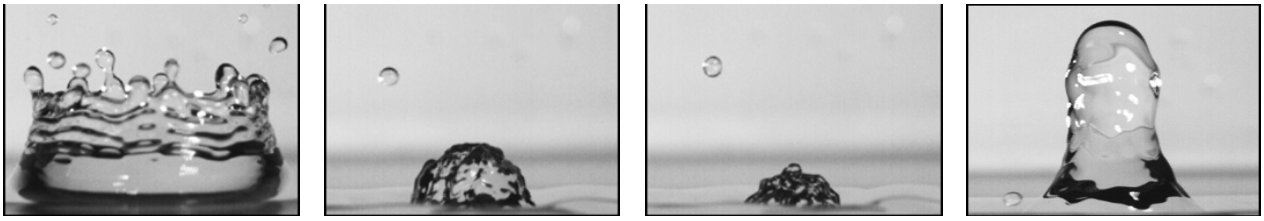
Набор характерных масштабов импакта включает диаметр капли D, капиллярно-гравитационный $\delta^{\gamma}_{g} = \sqrt{\gamma / g}$ (входящий в дисперсионное уравнение коротких поверхностных волн) и диссипативно-капиллярные масштабы $\delta^{\nu}_{\gamma} = \nu^2 / \gamma$, $\delta^{\kappa}_{\gamma} = \kappa^2 / \gamma$, $\gamma = \sigma/\rho$, здесь κ – коэффициент температуропроводности, γ – нормированный на плотность коэффициент поверхностного натяжения. Поперечные размеры лигаментов образуют группу линейных масштабов, зависящих от скорости капли U: диссипативный $\delta^{\nu}_{U} = \nu / U$ и капиллярный $\delta^{\gamma}_{U} = \gamma / U^2$. Соответственно одна группа собственных временных масштабов включает только параметры среды: $\tau^{\gamma}_{g} = \sqrt[4]{\gamma / g^3}$, $\tau^{\kappa}_{\gamma} = \kappa^3 / \gamma^2$, $\tau^{\nu}_{\gamma} = \nu^3 / \gamma^2$, другая – размер капли: $\tau^{d}_{\gamma} = \sqrt{D^3 / \gamma}$, $\tau^{\gamma}_{\kappa} = \kappa D / \gamma$, $\tau^{\gamma}_{\nu} = \nu D / \gamma$, третья – ее скорость: $\tau^{d}_{U} = D / U$, $\tau^{U}_{g} = U / g$ (g – ускорение свободного падения). Значения масштабов определяют требования к метрологическим характеристикам измерительных инструментов – размерам области регистрации, пространственному и временному разрешению. Отношения масштабов определяют традиционные безразмерные комбинации – числа Рейнольдса Re = $UD/\nu a$, Фруда Fr = U^2/gD, We = U^2D/γ, Бонда Bo = gD^2/γ, Онезорге $\mathrm{Oh} = \nu / \sqrt{\gamma D}$ и их производные, которые используются при параметризации течений.

Опыты выполнены на стенде ЭСП из состава уникальной исследовательской установки "ГФК ИПМех РАН" [5]. Основные элементы стенда – бассейн с оптическими стеклами, осветитель – многоэлементный светодиодный прожектор с эквивалентным световым потоком 1000 лм, видеокамера "Optronis CR3000x2" (скорость видеосъемки до 20 000 к/с, разрешение 256x256), гидрофон ГИ54 (ширина полосы 0.002–100 кГц, неравномерность 3 дБ, сквозная чувствительность 30 мВ/Па), многоканальный высокоскоростной интерфейс сбора данных (частота дискретизации до 5 МГц, разрешение 12 бит).

На видеоизображении картины течения представлена группа капиллярных волн, сбегающих в каверну с кромки венца (рис. 1, *а*). Далее процесс расплывания венца и образования гладкой ложбины в области контакта капли с принимающей жидкостью переходит в фазу роста всплеска (рис. 1, *б*). Выступающая над поверхностью воды вершина кумулятивной струйки покрыта нерегулярными выступами, разделенными узкими заостренными впадинами. Поверхность всплеска выглядит "бурлящей" – отдельные выступы несинхронизованно

растут и пропадают, общая картина непрерывно видоизменяется. Здесь на свободной поверхности оказались остатки двойного слоя – энергонасыщенной части течения, в которой оказалась сосредоточенной освободившаяся доступная потенциальная поверхностная энергия слившихся жидкостей [3].

Нерегулярная форма поверхности сохраняется в фазе дальнейшего роста высоты центральной струйки (рис. 1, *в*, *г*) – отдельные выступы погружаются и заменяются новыми. Площадь, занимаемая выступающими элементами, характерный поперечный размер которых практически не меняется, а высота плавно уменьшается и остается ограниченной только верхней частью струйки. От нее по более гладкой боковой поверхности вниз начинает распространяться система кольцевых капиллярных волн с волнистыми гребнями и впадинами. На последней фотографии, приведенной на рис. 1, *д* остатки нерегулярных возмущений свободной поверхности можно видеть только на боковых стенках струйки.

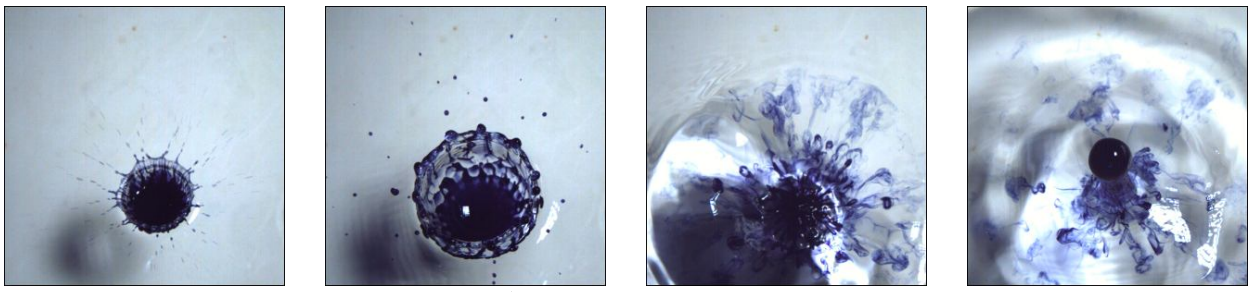


а *б* *в* *г*

Рис. 1. Структура поверхности венца и растущего всплеска (D = 0.5 см, U = 380 см/с, Re = 19 000, Fr = 294, We = 1002, Bo = 3.4, Oh = 0.0017): *а–г* – t = 12.9, 56.6, 59.8, 85.2 мс

Неоднородное распределение внутренней энергии существенно влияет на распределение вещества на всех фазах процесса. Если тонкая волокнистая структура вихревого кольца на поздней стадии процесса была замечена еще в начале прошлого века, полосчатые структуры распределения вещества капли в принимающей жидкости были визуализированы сравнительно недавно [4].

При погружении вещество капли распределяется в принимающей жидкости неравномерно и образует линейчатый рисунок на дне каверны и стенках венца (рис. 2, *а*). Первичные лигаменты продолжаются выступающими тонкими струйками (спайками) с вершин которых выбрасываются капельки. Со временем лигаменты образуют линейчатый и сетчатый рисунок на стенках венца и каверны (рис. 2, *б*) и трансформируются в тонкие петли (рис. 2, *в*). Волокнистая структура распределения вещества капли (рис. 2, *г*) в дальнейшем сохраняется вплоть до полного размывания процессами молекулярной диффузии.



а *б* *в* *г*

Рис. 2. Эволюция распределения вещества капли в принимающей жидкости (D = 0.5 см, U = 4 м/с): *а–г* – t = 0.5, 10.9, 108.0, 396.9 мс

Пример регистрации возмущений акустического давления, вызванных импактом капли, в воде и в воздухе показан на рис. 3. Первичный контакт и начало слияния капли с принимающей жидкостью сопровождаются излучением короткого быстро нарастающего звукового пакета I с высокочастотными осцилляциями на спадающей части (рис. 3, кривая 1). Первич-

ное возмущение с задержкой прослеживается и в сигнале микрофона как уединенная волна (рис. 3, кривая 2). Затем, после длительной паузы в сигналах регистрируется основной более выраженный импульс II, имеющий более сложную частично модулированную структуру. Растянутые изображения участков сигнала и их спектры приведены на вставках.

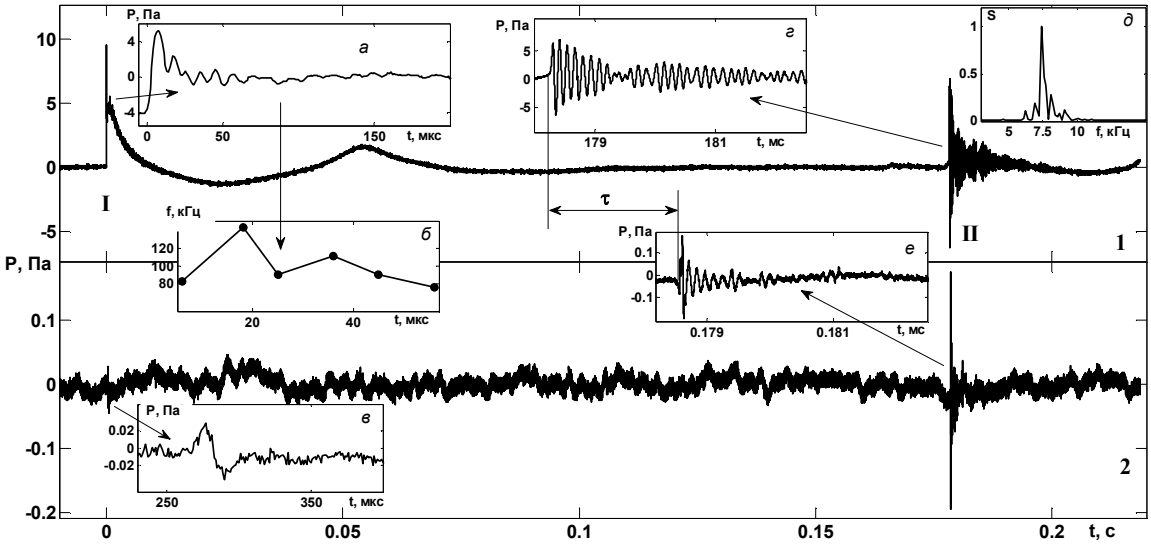


Рис. 3. Фонограммы звуковых пакетов импакта капли ($U = 4$ м/с, $D = 0.5$ см, $\mathrm{We} = 1100$, $\mathrm{Fr} = 330$, $\mathrm{Re} = 20\,000$: гидрофон – кривая *1*, микрофон *2*; на вставках *а–е* – растянутые участки сигнала и их спектры

Синхронная регистрация фонограмм и оптических изображений течения показала, что процессы формирования звука связаны с образованием газовых полостей сложной формы, их отрывом от каверны и расщеплением быстрыми тонкими течениями в приповерхностном слое жидкости. Параметры импульсов, зарегистрированных гидрофоном и микрофоном, подтверждают, что звук в обеих средах создавался одним и тем же источником: частоты обоих сигналов были одинаковыми, а задержка по времени соответствовала времени распространения звука из области контакта основной капли к микрофону. Частотный спектр сигнала определялся объемом газовой полости. Длительность излучения соответствует трансформации сложной формы полости в гладкую сфероидальную.

Проведенные опыты показали, что в импакте капли – совокупности процессов, инициированных погружением свободно падающей капли в жидкость, представлены и атомно-молекулярные, и гидродинамические, и физические процессы, включающие эффекты генерации волн – акустических и капиллярных, собственные пространственные и временные масштабы которых существенно различаются. В энергетике течений важную роль играют тонкие процессы обмена между различными формами энергии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 19-19-00598). Опыты проведены на стендах УИУ "ГФК ИПМех РАН".

Литература

1. Chashechkin Yu. D. Singularly perturbed components of flows – linear precursors of shock waves // Math. Model. Nat. Phenom. 2018. Vol. 13, No. 2. P. 1–29.

2. Гидрофизический комплекс ИПМех РАН «ГФК ИПМех РАН» // http://www.ipmnet.ru/uniqequip/gfk/#equip.

3. Чашечкин Ю. Д. Визуализация тонкой структуры возмущений поверхности жидкости течениями, вызванными упавшей каплей // Прикладная математика и механика. 2019. Т. 83, № 3.С. 403–412.

4. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Полосчатые структуры в картине распределения вещества капли по поверхности принимающей жидкости // Докл. РАН. 2018. Т. 481, № 2. С. 145–150.

5. Чашечкин Ю. Д., Прохоров В. Е. Акустика и гидродинамика удара капли о водную поверхность // Акустический журнал. 2017. Т. 63, № 1. С. 38–49.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

ИЗНОС ТОНКИХ ПОКРЫТИЙ С РАЗЛИЧНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ В УСЛОВИЯХ МИКРОКОНТАКТА

С. А. Чижик, Т. А. Кузнецова, В. А. Лапицкая

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Износ является одним из основных параметров контактирующих деталей в механизмах, определяющих их долговечность [1]. При относительном скольжении двух контактирующих поверхностей вследствие пластических деформаций механическое движение переходит в тепловое. Температура в контакте оказывает существенное влияние на результат изнашивания. Поверхность работающих деталей и инструмента может разогреваться до расплавления тонкого слоя металла. За счет этого коэффициент трения между деталями может уменьшаться, либо, напротив, происходит схватывание [2].

Кроме отрицательного эффекта разрушения поверхности, явление контролируемого износа в настоящее время используется в современной технологии микрообработки поверхности с помощью зондовых методов механической литографии для создания наноструктур [3]. Эти технологии носят название острийных и применяются для изготовления МЭМС чипов и микрофлюидных ячеек [4]. Возможность непосредственного воздействия на поверхность без использования масок и химических реагентов обеспечивает нанометровую точность контуров. Тепловое поведение микроконтакта еще недостаточно изучено.

Оборудованием, позволяющим, с одной стороны, экспериментально реализовать перемещение единичной неровности с нанометровым размером и распространить полученные данные на макроконтакт, а с другой стороны, реализовать нормальную нагрузку в диапазоне от нН до мН в сочетании с малым радиусом закругления острия зонда и точным перемещением острия зонда-инструмента в плоскости и по вертикали для современных острийных технологий, является атомно-силовой микроскоп (АСМ). АСМ создает возможности для точного модифицирования поверхностей от мягких полимеров до твердых износостойких покрытий. Точность визуализации результатов изнашивания АСМ позволяет оценивать удельный объемный износ до 10^{-16}–10^{-17} м^3/(Н·м).

При прогнозировании и исследовании величины износа в первую очередь внимание уделяется микротвердости. Теплофизические характеристики также существенно влияют на результат процесса. Увеличение скорости перемещения повышает температуру поверхности, но конкретное ее значение определяется теплопроводностью контактирующих материалов. В научной литературе представлены исследования температуры контакта макроповерхностей, в том числе и с покрытиями [5]. В данной работе сделана попытка охарактеризовать температуру наноразмерного контакта зонда АСМ с поверхностью.

Цель работы – исследование износа тонких покрытий с близкой микротвердостью и существенно различными коэффициентами теплопроводности АСМ и последующий расчет

температуры микроконтакта на основе полученных экспериментальных данных по различным теоретическим моделям.

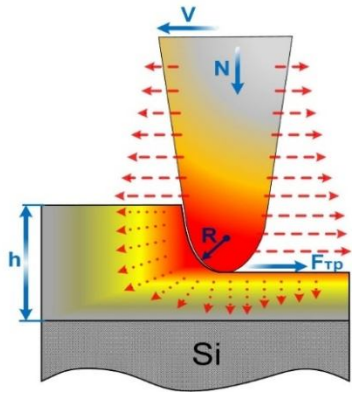


Рис. 1. Схематическое изображение контакта АСМ-зонда с поверхностью с покрытием толщиной *h* при износе

Исследовали покрытия Cu толщиной 100 нм и поливинилиденфторида (ПВДФ) толщиной 1500 нм на одинаковой подложке из Si. Медное покрытие наносили магнетронным распылением, ПВДФ методом полива на вращающуюся подложку. Взаимодействие АСМ-зонда и поверхности с однослойным покрытием толщиной *h* можно представить как схему трения сферы по плоскости. Сфера скользит со скоростью *V* относительно неподвижного полупространства и прижимается к нему с силой *N* (рис. 1).

Характеристики кремниевого зонда и покрытий Cu и ПВДФ представлены в табл. 1 (*E* – модуль упругости, *H* – микротвердость). При испытании на трение АСМ были использованы одинаковые скорости (2 мкм/с) и площади износа (1×1 мкм).

Таблица 1

Характеристики кремниевого зонда и покрытий Cu и ПВДФ

Материал	*E*, ГПа	*H*, ГПа	λ, Вт/(м·К)	$T_{пл}$, °С
Покрытие Cu	110,0	0,5-1	401	1083
Покрытие ПВДФ	38,8	0,8	0,19	175
Si зонд	169	12	149	1420

Экспериментально было установлено, что при нагрузке 1,9 мкН глубина износа медного покрытия составила 20 нм за 5 циклов (рис. 2), контактное механическое напряжение 17,6 ГПа, коэффициент трения (k_{TP}) 0,32, F_{TP} = 310,9 нН, средний радиус острия зонда около 34 нм. Удельный объемный износ медного покрытия составлял $7{,}8\cdot10^{-12}$ м^3/(Н·м). Для ПВДФ при нагрузке 0,623 мкН глубина износа составила 1,362 мкм за 50 циклов (рис. 3), контактное механическое напряжение 13,4 ГПа, k_{TP} = 0,53, F_{TP} = 330,4 нН, средний радиус острия зонда около 30 нм. Удельный объемный износ ПВДФ покрытия составил $1{,}71\cdot10^{-10}$ м^3/(Н·м).

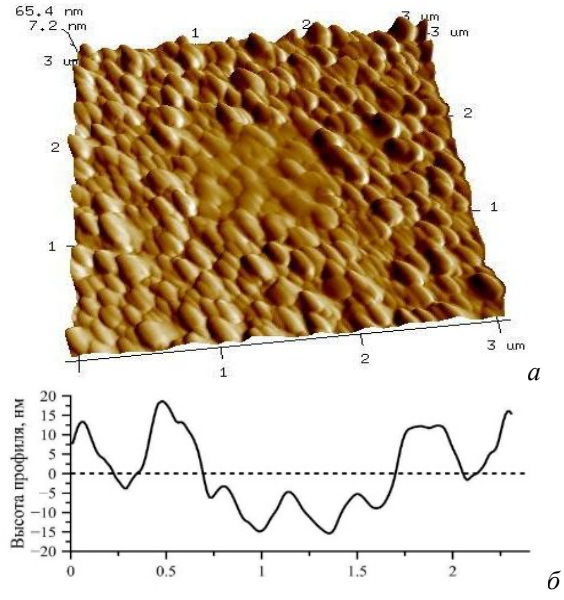


Рис. 2. Изношенная поверхность медной пленки с глубиной следа 20 нм (*а*) и профиль поверхности (*б*)

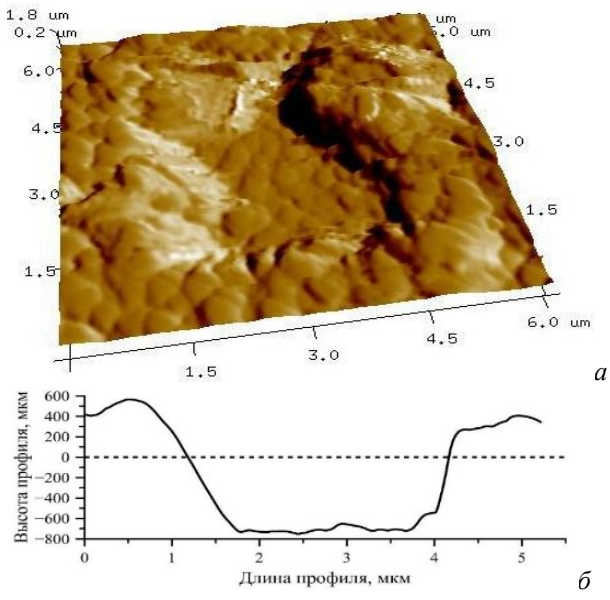


Рис. 3. Изношенная поверхность ПВДФ с глубиной следа 1,362 мкм (*а*), профиль поверхности (*б*)

Значительный износ покрытий ПВДФ по сравнению с Cu указывает на возможность существенного снижения механических свойств покрытия ПВДФ в процессе износа, что возможно под действием температуры вследствие окисления полимера.

Поскольку длина свободного пробега фононов в кремнии при комнатной температуре составляет около 300 нм, а радиус пятна контакта 15 нм в случае Cu покрытия и 30 нм в случае ПВДФ покрытия, справочные данные о теплопроводности объемного кремния 149 Вт/(м·К) не могут быть применены. Теплопроводность Si была определена для наноразмерных контактов по формуле [6]

$$\lambda_{Si} = 12{,}59\cdot10^{22}a^3 - 24{,}336\cdot10^{15}a^2 + 18{,}806\cdot10^{8}a^3 - 1{,}06. \quad (1)$$

Расчетные значения теплопроводности составили: для радиуса пятна контакта 15 нм (в случае Cu покрытия) 22,09 Вт/(м·К), а для радиуса пятна контакта 30 нм (в случае ПВДФ покрытия) 36,85 Вт/(м·К) и в дальнейшем применялись в расчетах.

Задача о вычислении температуры трения рассматривалась рядом ученых (Блок, Хольм, Егер) [1, 2]. На основе предложенных ими подходов решаются прикладные задачи о температуре в зоне резания [7]. В данной работе вычисления температуры на поверхности Cu и ПВДФ покрытий были проведены решением тепловой задачи трения без учета смазочного слоя по уравнению теплового баланса с передачей тепла теплопроводностью (2), (3) [8], по Блоку (4) [1] и с учетом тангенциальных напряжений и теплоотвода в воздух (5), (6) [7].

Интенсивность тепловыделения в зоне трения равна работе, совершаемой силой трения [8]. При незначительной скорости перемещения источника тепла по поверхности теплоотвод определяется передачей тепла за счет теплопроводности:

$$Q_{\text{отв}} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{a} A T_{\text{к}}, \quad (2)$$

где λ_1 и λ_2 – теплопроводности соответственно покрытия и АСМ-зонда; A – площадь поверхности трения, м^2; a – радиус площадки контакта, м; $T_к$ – температура контакта, К.

Из условия теплового баланса $Q_{выд} = Q_{отв}$ получим

$$T_{\text{к}} = \frac{F_{\text{тр}} V a}{(\lambda_1 + \lambda_2) A}, \quad (3)$$

где F_{TP} – сила трения, Н; V – скорость движения АСМ-зонда по поверхности, м/с.

По Блоку, если выступ (зонд) движется по гладкому полупространству, температура трения

$$T_{\text{к}} = \frac{2\left(1+\sqrt{2}\right) F_{\text{тр}} L}{\rho c\left((\lambda_1/\lambda_2) + \sqrt{\pi L}\right)}, \quad (4)$$

где $L = Va/(4\alpha)$; α – температуропроводность АСМ-зонда, м^2/с; ρ – плотность материала АСМ-зонда, кг/м^3; c – теплоемкость АСМ-зонда, Дж/кг·К.

Для зонда, движущегося по покрытию толщиной h, снимая слой материала, с учетом теплооотвода температура контакта равна [7]

$$T_{\text{к}} = q\left(\frac{h}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2 m}\right), \quad (5)$$

где q – плотность теплового потока от сил трения, Н/м^2; h – толщина покрытия, м; $m = \sqrt{\beta\sigma/(\lambda_2 S)}$ – параметр, учитывающий теплообмен зонда со средой, β – коэффициент тепло-

отдачи в среду (β =17,23 Вт/(м^2·град)); σ – периметр АСМ-зонда, м; S – площадь теплоотводящей поверхности АСМ-зонда, м^2.

Плотность теплового потока определяется по формуле

$$q = \tau_{\text{кас}} V = \frac{F_{\text{тр}}}{S_{\text{конт}}} V, \tag{6}$$

где $\tau_{\text{кас}}$ – касательное напряжение на передней поверхности АСМ-зонда, Па; $S_{\text{конт}}$ – площадь контакта, м^2.

Дополнительно температуру в контакте оценивали по Хольму и по Егеру [1]. Результаты определения температуры в контакте зонда АСМ с покрытиями приведены в табл. 2.

Таблица 2

Расчетные величины прироста температуры на поверхности покрытий Cu и ПВДФ

Покрытия	Температура контакта $T_к$, К				
	(4)	(5)	(6)	по Хольму	по Егеру
Для меди	$2{,}18\cdot10^{-11}$	$1{,}25\cdot10^{-21}$	0,11	$3{,}02\cdot10^{-3}$	$4{,}88\cdot10^{-20}$
Для ПВДФ	$5{,}30\cdot10^{-10}$	$7{,}54\cdot10^{-25}$	4,33	$1{,}54\cdot10^{-4}$	$4{,}36\cdot10^{-23}$

Исходя из полученных экспериментальных результатов величин износа (4 и 27 нм/цикл) покрытий Cu и ПВДФ близкой микротвердости в сходных условиях микроконтакта, очевидно, что на них влияют не только исходные механические свойства, но и возрастание температуры в контакте. Результаты расчета температуры поверхности покрытий показывают существенное различие в значениях и выявляют неадекватность моделей макроконтакта для микроуровня. Модель (6) с учетом теплоотвода через окружающую среду представляется наиболее подходящей для оценки температуры микроконтакта.

Литература

1. Крагельский И. В., Виноградова И. Э. Коэффициенты трения. М.: Машгиз, 1962, – 220 с.

2. Крагельский И. В. Трение и износ. М.: Машиностроение, 1968. – 480 с.

3. Geng Y., Brousseau E. B., Zhao X. et al. AFM tip-based nanomachining with increased cutting speed at the tool-workpiece interface // Precision Engineering. 2018. Vol. 51. P. 536–544.

4. Yan Y., GengY., and Hu Z. Recent Advances in AFM Tip-Based Nanomechanical Machining // Int. J. of Machine Tools&Manufacture. 2015. Vol. 99. P. 1–18.

5. Баринов А. А., Чжан К., Бинь Л., Хвесюк В. И. Развитие методов расчета теплопроводности тонких пленок // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2017. № 6. С. 56–71.

6. Дмитриев А. С. Введение в нанотеплофизику. М.: БИНОМ, 2015. – 790 с.

7. Рыжкин А. А., Пучкин В. Н., Моисеев Д. В., Висторопская Ф. А. Температура резания инструментами с износостойкими покрытиями // Вестн. ДГТУ. 2014. Т. 14, № 4. С. 103–116.

8. Жильников Е. П., Самсонов В. Н. Основы триботехники: учеб. для вузов. Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2012. – 136 с.

УДК 538.9:539.2+536.3

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В НАНОСТРУКТУРАХ

Э. М. Шпилевский, С. А. Филатов

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
eshpilevsky@rambler.ru

К процессам переноса относятся электропроводность, теплопроводность и диффузия. Каждый из названных процессов описывается однотипным уравнением, в котором поток заряда, тепла или массы пропорционален градиенту физической величины, определяющей конкретный процесс. Для электропроводности поток заряда пропорционален градиенту напряжения (закон Ома), для теплопроводности – градиенту температуры (закон Фурье), для диффузии – градиенту концентрации атомов диффузанта (закон Фика).

Необычные свойства наноматериалов обусловлены уникальностью свойств отдельных частиц и характером взаимодействия между ними. В наноструктурных материалах размеры структурных элементов малы, а доли объемов, занимаемые зернами и границами зерен соизмеримы. Уменьшение размеров зерен приводит к изменению распределения в них дефектов. При ширине межзеренной границы δ = 0,5–1,5 нм и среднем размере зерна d = 10–30 нм поверхностный слой сдержит до 50% атомов [1]. Особенность строения наноматериалов влечет за собой функциональную зависимость их свойств не только от таких привычных параметров как элементный, фазовый состав, введенных дефектов (дислокации, вакансии, дивакансии и др.), но и от размеров структурных элементов.

Пленочные образцы как однослойные (Au, Ag, Cu), так и двухслойные (Au-Ag, Ag-Cu), получали методом испарения и конденсации на подложках из стекла и кварца в вакууме при остаточном давлении воздуха не хуже $1 \cdot 10^{-3}$ Па. Отжиг образцов проводили в вакууме и в высокочистом водороде. Для измерения электрического сопротивления применялся четырехзондовый компенсационный метод, используя низкоомный потенциометр постоянного тока Р-330. Размер структурных элементов образцов определялся с помощью растровой электронной и атомно-силовой микроскопии (Nanoscope III). Расчет коэффициентов теплопроводности производился по формуле Видемана–Франца [2] на основании электрических измерений. Диффузионные параметры рассчитывались из кинетических зависимостей смещений диффузионных фронтов равной концентрации через каждый 30-минутный интервал диффузионного отжига. Концентрация диффузанта определялась по интенсивности характеристического рентгеновского излучения с помощью рентгеновского сканирующего анализатора ARL EMX-SM. При каждой из выбранных температур отжига измерения проводились для пяти временных интервалов, что позволяло снизить погрешность в определении диффузионных параметров.

Электрическое сопротивление обусловлено рассеянием электронов на атомах кристаллической решетки и рассеянием на дефектах. Для наноструктурных материалов усиливаются факторы рассеяния носителей заряда на внешней и внутренних границах. Правило Маттисена [3] в этом случае запишется в виде

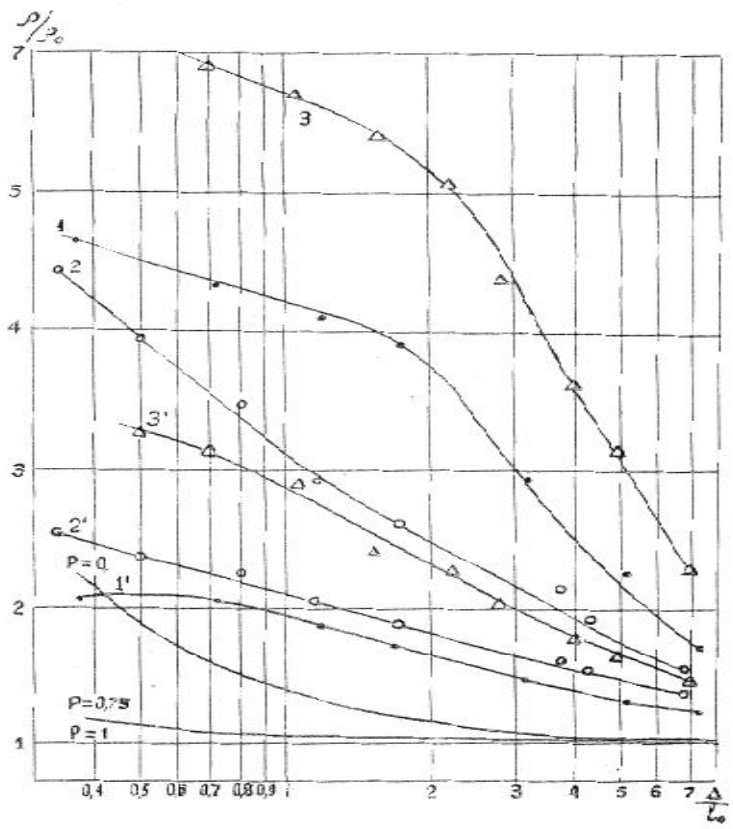
$$\rho = \rho_0 + \rho_d + \rho_s + \rho_b, \qquad (1)$$

где ρ_0, ρ_d, ρ_s, ρ_b – удельное электросопротивление наноструктуры, обусловленое рассеянием электронов на атомах кристаллической решетки, на дефектах, на внешней поверхности и на границах зерен.

Для электрических свойств материалов определяющим параметром служит средняя длина свободного пробега носителей заряда. Когда размер зерен становится соизмеримым с

длиной свободного пробега электронов, дальнейшее уменьшение размера зерен приводит к уменьшению средней длины свободного пробега. Вклад внешней поверхности в рассеяние электронов учитывает теория Фукса–Зондхеймера [4]. Второе слагаемое в (1) в наноструктурах мало, поскольку из-за малости зерен (близости границ) дефекты быстро диффундирут к границам при отжиге. В то же время составляющая ρ_s, обусловленная рассеянием на границах зерен, становится большой.

На рисунке представлены зависимости удельного сопротивления пленок отнесенного к удельному сопротивлению массивного материала (ρ/ρ_0) от размеров структурных элементов отнесенных к размерам средних значений длин свободного пробега соответствующих материалов для свежеприготовленных и отожженных образцов. Сплошные линии, которые построенны по данным таблиц С. Соффера [5], отражают вклады рассеяния на внешней поверхности с различными коэффициентами их зеркальности для электронов.



Зависимости удельного сопротивления пленок, отнесенного к удельному сопротивлению массивного материала (ρ/ρ_0), от размеров зерен, отнесенных к размерам средних значений длин свободного пробега соответствующих материалов для свежеприготовленных (1–3) и отожженных образцов (1^1–3^1): 1, 1^1 – золото, 2, 2^1 – серебро, 3, 3^1 – медь (кривые $P = 1$, $P = 0{,}75$, $P = 0$ отражают расчет по теории Фукса–Зондхеймера, учитывающей рассеяние на внешних поверхностях с соответствующими коэффициентами зеркальности поверхностей пленочных образцов)

Приведенные на рисунке зависимости наглядно иллюстрируют изменение вкладов каждого из названных механизмов в рассеяние потоков электронов при изменении. Возрастание вклада рассеяния на границах зерен при уменьшении размера зерен очевидно. Роль отжига, при котором, несомненно, уменьшается концентрация «традиционных» дефектов, так же хорошо выявлена.

Согласно закону Видемана–Франца для металлов, когда теплоперенос осуществляется преимущественно электронами, коэффициент теплопроводности λ и удельная электрическая проводимость σ связаны соотношением [2]

$$\lambda/\sigma = LT, \tag{2}$$

где $L = \pi^2/3(к/е) = 2{,}47\cdot10^{-8}$ Вт·Ом·К$^{-2}$ – число Лоренца, T – температура.

Значения коэффициентов теплопроводности λ пленочных образцов с разным размером элементов структуры, рассчитанных из данных электрических измерений, приведены в табл. 1. Как следует из анализа приведенной таблицы, значения коэффициентов теплопроводности исследованных образцов существенно отличаются от значений для массивных образцов, характеризующихся размерами зерен на порядки выше. Значения коэффициентов теплопроводности таких образцов изменяются с изменением размеров элементов структуры, что обусловлено препятствием границ зерен тепловым потокам. Интересным является установленный факт, что при отжиге образцов в водороде теплопроводность серебряных образцов возрастает в сравнении с отжигом в вакууме, а при отжиге золотых образцов – возрастает. Возможно, это связано с так называемой «водородной болезнью» золота, в результате которой появляются вкрапления золото-водородной фазы.

Таблица 1

Значения коэффициентов теплопроводности λ пленочных образцов, Вт·(м·К)$^{-1}$, с разным размером элементов структуры (кристаллитов)

Вещество	Δ, нм				Массивные образцы	
	50	100	200	300	табличные	По Видеману/Францу
Au	214	237	295	302	385	430
Ag	192	242	264	282	311	311
Cu	130	222	252	262	418	422
Au*	208	227	275	288	–	–
Ag*	202	252	274	294	–	–

*для образцов, отожженных в среде водорода

При изучении диффузионных процессов в поликристаллах рассматривают диффузию внутри зерен (объёмная диффузия), диффузия по границам зерен (межзёренная диффузия), диффузия по поверхности кристаллов (поверхностная или латеральная диффузия). Характерные параметры для этих процессов: $D_v < D_b < D_s$, а $E_v > E_b > E_s$, D_v, D_b, D_s и E_v, E_b, E_s – коэффициенты и энергии активации объёмной, зернограничной и поверхностной диффузии соответственно.

Значения эффективных коэффициентов диффузии пленок рассчитывались из кинетических зависимостей смещений диффузионных фронтов равной концентрации определенных экспериментально и решения диффузионной задачи аналогично [6]. Энергия активации эффективной диффузии E_{ef} и предэкспоненциальный множитель D_0 определялись графически (из зависимостей $\lg D_{ef} = f(1/T)$), исходя из уравнения Аррениуса:

$$D_{ef} = D_0 \exp(Ek^{-1}T^{-1}). \tag{3}$$

Полученные из экспериментов данные показывают, что эффективные коэффициенты диффузии зависят от размера зёрен и ширины (состояния) межзёренных границ. Значения коэффициентов диффузии в наноструктурированных материалах могут превышать значения для массивных материалов на 3–5 порядков.

В табл. 2 приведены значения эффективных коэффициентов диффузии и энергии активации диффузии в пленочных образцах с разным размером элементов структуры и в массивных образцах.

Таблица 2

Значения эффективных диффузионных параметров пленочных образцов с разным размером элементов структуры (зерен)

Системы	Двухслойные пленки						Массивные образцы	
	Δ = 100 нм		Δ = 200 нм		Δ = 300 нм			
	$D_0 \cdot 10^{12}$, $м^2 \cdot с^{-1}$	E_{ef}, эВ	$D_0 \cdot 10^{12}$, $м^2 \cdot с^{-1}$	E_{ef}, эВ	$D_0 \cdot 10^{13}$, $м^2 \cdot с^{-1}$	E_{ef}, эВ	$D_0 \cdot 10^{16}$ $м^2 \cdot с^{-1}$	E_{ef}, эВ
Au-Ag,	2,1	0,94	6,1	1,26	3,0	1,8	2,0	2,2
Ag-Cu	1,9	1,2	5,8	1,32	2,8	1,6	3,1	2,3
Au-Ag*	1,7	0,72	5,2	0,96	1,9	1,6	–	–
Ag-Cu*	1,6	0,92	5,3	1,2	1,8	1,45	–	–

*для образцов, отожженных в среде водорода

В наноструктурированных материалах определяющую роль в формировании диффузионных потоков играют адатомы, что приводит к необычному проявлению граничных условий, чувствительности коэффициента диффузии к состоянию внутренних (межзёренных) границ. Так, при диффузионном отжиге в водородной среде параметры диффузии (коэффициенты диффузии и энергия активации) отличаются от таковых при отжиге в вакууме. Этот экспериментально установленный факт объясняется высокой способностью водорода проникать в решетку используемых металлов (особенно в золото), создавая, с одной стороны, дефекты в зернах, а с другой – изменяя состояние границ зерен.

Обозначения

D_v, D_b, D_s – коэффициенты объёмной, зернограничной и поверхностной диффузии соответственно, $м^2 \cdot с^{-1}$; D_{ef} – эффективный коэффициент диффузии, $м^2 \cdot с^{-1}$; E_v, E_b, E_s – энергии активации объёмной, зернограничной и поверхностной диффузии соответственно, эВ; E_{ef} – эффективная энергия активации диффузии, эВ; λ – коэффициент теплопроводности, $Вт \cdot (м \cdot К)^{-1}$; ρ_o, ρ_d, ρ_s, ρ_b – удельное электросопротивление наноструктуры, обусловленое рассеянием электронов на атомах кристаллической решетки, на дефектах, на внешней поверхности и на границах зерен, Ом·см.

Литература

1. Шпилевский Э. М., Шпилевский М. Э. Электрические свойства ансамблей малоразмерных частиц меди, олова и свинца // Низкоразмерные системы. Минск: БГУ, 1998. С. 80–82.

2. Трофимова Т. И. Курс физики. М.: Высшая школа, 2009.

3. Поздняков В. А. Физическое материаловедение наноструктурных материалов. М.: МГИУ, 2007. – 424 с.

4. Sondheimer E. H. Mean quantity of the free rundown of electrons in metals // Advances in physics. 1952. Vol. 1, No. 1. P. 1–7.

5. Soffer S. Evaluation of expressions for the electrical resistivity in thin plane samples // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 35, No. 12. P. 3947–3959.

6. Шпилевский Э. М., Халими Р., Горбачевский Д. А., Старченко И. М. Исследование диффузионных процессов в двухслойных конденсатах Cu-Sn // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1984. № 2. С. 114–118.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС, ПЛАЗМЕННЫЕ СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ

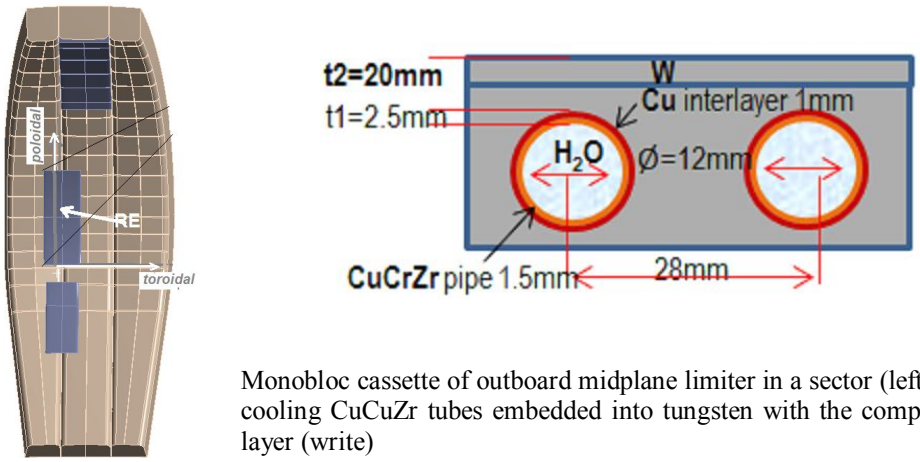
UDC 621.039.61:536.248.2:533.95

MODELING OF THE VERTICAL DISPLACEMENT IMPACT ON THE DEMO WALL LIMITER AND ITS INFLUENCE ON WATER COOLING SYSTEM

Boris Bazylev[1,2], Yuri Igitkhanov[1,2], Sergey Pestchanyi[1]

[1]*Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany*
[2]*South Ural State University, Chelyabinsk, Russia*

In case of off normal transients such as disruptions, edge localized mode instability (ELMs), vertical displacement events (VDE) and several MA of multi-MeV runaway electrons impact (RE) the heat flux on the EU DEMO first wall (FW) can significantly exceed the limits acceptable for FW surviving. The heat fluxes are expected to be so high that they can cause severe erosion of PFCs thereby limiting their lifetime. During the intense transients the melting, melt motion, melt splashing and surface evaporation are seen as the main mechanisms of metallic armour erosion [1–5]. In case of RE impact and long-time transients (VDE) a melt layer can be rather thick (up to several hundred microns) and exists up to several seconds [3, 5]. In order to protect the FW several limiters with its own cooling system are proposed [6, 7] (Figure). The impact of transients during the ramp-up discharge phase, loss of confinement and the vertical plasma displacements have been described in [8].



Monobloc cassette of outboard midplane limiter in a sector (left); a water cooling CuCuZr tubes embedded into tungsten with the compliance Cu layer (write)

In this work we consider the impact of runaway electrons (RE), which can be expected in DEMO plasmas during a controllable disruption phase. The expected runaway electrons characteristics in DEMO are estimated by extrapolating predictions made for ITER using the scaling arguments. Since the plasma current in DEMO is expected to be higher than in ITER, the RE could pose a considerable thread to plasma facing components (PFC) by depositing their kinetic and magnetic energy to the FW materials. The impact of the RE on the scarifying limiter structure could cause apart from surface melting the distraction of the water cooling system and the water leaks. In fact,

the expected thermal loads can be so large that the limiters may require more frequent replacement than the FW blanket modules. The tungsten erosion due to the subsequent RE loads and the temperature loads in the tungsten and the cooling tube materials are numerically investigated by using the MEMOS 3D and ENDEP codes [1–5, 9]. It is shown that the REs impact on the limiter surface can cause substantial material erosion and cooling tube distraction under DEMO conditions. The limiting parameters of the REs impact at which the water cooling system remains intact have been estimated as a result of numerical simulations.

References

1. Bazylev B., Janeschitz G., Landman I., Pestchanyi S. Erosion of tungsten armor after multiple intense transient events in ITER // J. Nucl. Mater. 2005. Vol. 337–339**.** P. 766–770.

2. Bazylev B., Janeschitz G., Landman I. et al. ITER transient consequences for material damage: modelling versus experiments // Physica Scripta. 2007. Vol. T128. P. 229–233.

3. Bazylev B., Arnoux G., Brezinsek S. et al. Modeling of the impact of runaway electrons on the ILW in JET // J. of Nucl. Mat. 2013. Vol. 438. P. S237–S240.

4. Igitkhanov Yu., Bazylev B., Landman I., Boccaccini L. Applicability of tungsten/EUROFER blanket module for the DEMO first wall // J. of Nucl. Mat. 2013. Vol. 438. P. S440–S444.

5. Reux C., Plyusnin V., Alper B., Alves D., Bazylev B. et al. Runaway beam studies during disruptions at JET-ILW // J. of Nucl. Mat. 2015. Vol. 463. P. 143–149.

6. G. Federici et al. DEMO design activity in Europe: Progress and updates // Fusion Engineering and Design. 2018. Vol. 136. P. 729–741.

7. Bachmann Ch., Ciattaglia S., Cismondi F. et al. Key design integration issues addressed in the EU DEMO pre-concept design phase // 14th Intern. Sympos. on Fusion Nuclear Technology. September 22–27, 2019. Book of Abstract. Budapest, Hungary, 2019. P. 44.

8. Maviglia F., Bachmann Ch., Gianfranco Federici G. et al. Impact of plasma thermal transients on the design of the EU DEMO // 14th Intern. Sympos. on Fusion Nuclear Technology. September 22–27, 2019. Book of Abstract. Budapest, Hungary, 2019. P. 30.

9. Bazylev B., Wuerz H. Melt layer erosion of metallic armour targets during off-normal events in tokamaks // J. Nucl. Mater. 2002. Vol. 307–311. P. 69–73.

UDC 539.67

CHARACTERISATION OF ARC-PVD ZIRCONIUM BASED COATINGS ON AISI D3 HIGH CARBON TOOL STEEL

I. O. Misiruk[1], A. V. Taran[1], I. E. Garkusha[1,3], V. S. Taran[1], O. I. Tymoshenko[1], R. M. Muratov,[1] S. P. Romaniuk[2], T. S. Skoblo[2], T. V. Mal'tsev[2]

[1]National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology" (NSC KIPT), Institute of Plasma Physics, Kharkiv, Ukraine
[2]Kharkiv Petro Vasylenko National Technical University of Agriculture, Kharkiv, Ukraine
[3]V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine

Materials with enhanced mechanical and tribological properties like transition metal nitrides, oxides, carbides and carbonitrides coatings are being extensively studied [1–5]. In the present work, ZrN, ZrCN and ZrO_2 coatings were synthesized by vacuum-arc deposition on high carbon tool steel

AISI D3 in "Bulat" type device. The structure, mechanical and tribological properties of the obtained coatings has been evaluated.

The morphology of coatings was studied using JEOL JSM-6390LV scanning electron microscope (SEM); chemical composition was examined using energy-dispersive X-ray analysis (EDX). Energy-dispersive spectrometer SPRUT-K (AO Ukrrentgen, Ukraine) was used for X-ray fluorescent analysis (XRF). In accordance with XRF analysis the thickness of the ZrN, ZrO_2 and ZrCN coatings comprised 5.11 μm, 5.79 μm and 4.15 μm, respectively. Tribological properties of the coating were investigated using the ball-on-disk method on friction machine of SMT-1 type. The rotation frequency of the rollers (counterbody of a coated sample) was 500 min^{-1}. Sample loading was performed at 10 N. Lubrication conditions were dry friction. Material of the roller was 100Cr6 steel.

The morphology of the coatings was monitored by the cross-sectional SEM micrographs of fractured ZrN samples as shown in Fig. 1a. The structure presents a columnar morphology, typical for coatings grown under low energetic ion bombardment, limited adatom mobility conditions and high deposition rate [6]. Thin 0.5 μm Zr sublayer is clearly visible on SEM image, which was used to improve adhesion before nitride coating. EDX mapping was performed to evaluate distribution of selected chemical elements (Fig. 1b, c). According to the EDX data, the relative contents of elements in the coatings were 80.42 wt% Zr, and 17.11 wt% N (Fig. 1d). The presence of a small amount of oxygen is due both to residual gas incorporated in the chamber walls and to the contamination during sample handling in open atmosphere before the composition analysis.

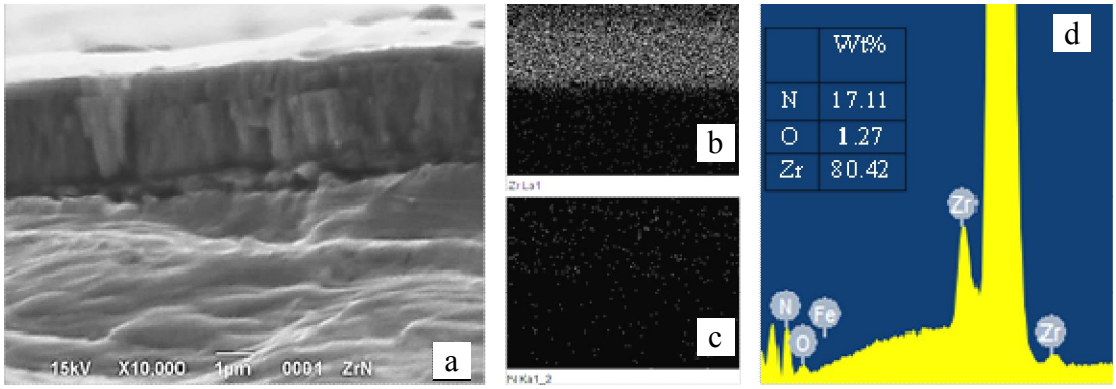


Fig. 1. The cross-sectional SEM image of the ZrN coating (a), EDX mapping (b, c), EDX spectrum (d)

The SEM cross-section from ZrO_2 coating is shown in Fig. 2a. EDX spectrum consisted of the characteristic zirconium and oxygen peaks (Fig. 2d). The chemical composition was Zr = 71.41 wt% and O = 28.59 wt%, and in accordance with Zr-O phase diagram the ZrO_2 phase is formed. The SEM cross-section from ZrCN coating is shown in Fig. 3a. The chemical composition was Zr = 76.24 wt% and N = 9.29 wt% and C = 8.16 wt%. EDX mapping is shown in Fig. 3b.

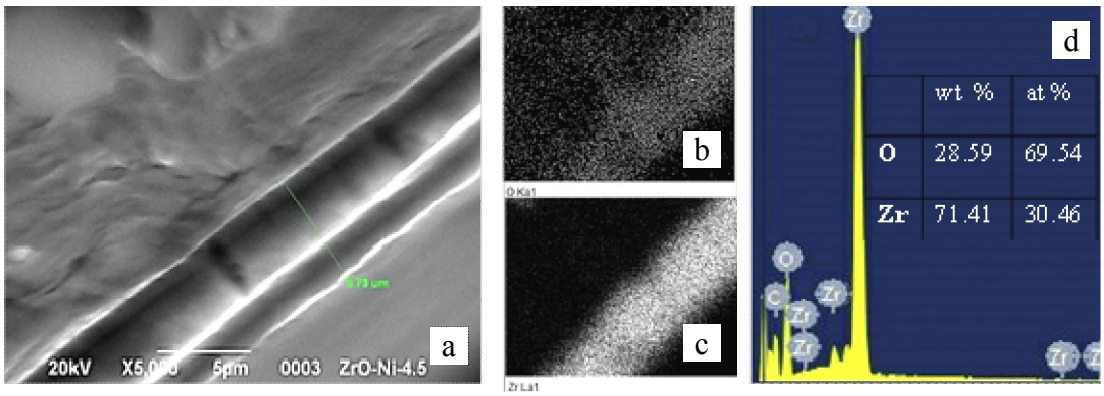


Fig. 2. The cross-sectional SEM image of the ZrO_2 coating (a), EDX mapping (b, c), EDX spectrum (d)

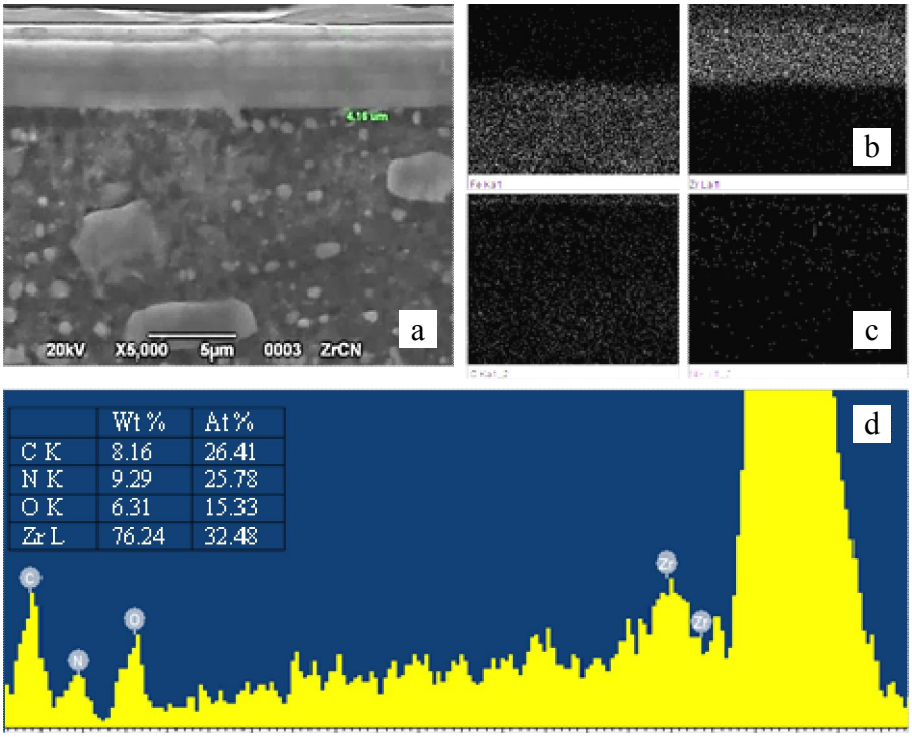


Fig. 3. The cross-sectional SEM image of the ZrCN coating (a), EDX mapping (b, c), EDX spectrum (d)

The results of determining the wear rate for different zirconium based coatings are presented in Tabl. 1.

Table 1

Wear rate

№	Coating	Wear, g	
		coating	roller
1	ZrN	-0.0004	-0.0002
2	ZrO_2	-0.0004	-0.0006
3	ZrCN	-0.0004	+0.0002
4	AISI D3	+0.0005	-0.0002

The initial sample AISI D3 revealed a gain, which is associated with the grasping of the contacting counterbody. The evaluation results indicate a higher intensity of counterbody wear with ZrO_2 coating. There is also a weight gain on the roller after testing ZrCN coating. This indicates a greater tendency to the destruction of the friction zone.

Vickers micro-hardness measurements of samples with coatings were carried out before and after wear tests using PMT - 3 microhardness meter at a load of 50 g. The results are presented in Tabl. 2.

Table 2

Microhardness tests

Coatings	Microhardness, GPa $HV_{0.05}$													
	Before wear tests							After wear tests						
ZrN	16.2	23.4	19.3	16.2	17.7	21.2	17.7	17.7	14.9	16.2	16.2	17.7	16.2	16.2
ZrO_2	8.1	9.7	12.8	11.1	10.4	11.1	10.4	8.1	9.1	8.1	8.1	8.6	8.6	8.1
ZrCN	13.8	10.4	10.4	10.4	11.1	13.8	11.9	9.1	7.6	6.8	7.2	8.1	8.1	7.2
D3 steel	6.1	6.5	5.8	6.1	6.5	6.1	5.8	4.8	4.8	5.8	6.1	5.8	5.6	5.6

From the analysis of the data in Tabl. 2 it follows that after testing the minimum drop in microhardness is observed for ZrN coating and it comprised 12.6%. In this case, in the initial state prior to testing, this sample has a maximum spread in microhardness values of 24.37%, which significantly decreases during wear and does not exceed 9.38%. The largest decrease in microhardness by 33.86% was found in the ZrCN coating after wear tests. The minimum dispersion in the values of microhardness was 8.52% after testing the ZrO_2 coating. The data obtained confirm that more stable operating properties correspond to ZrO_2 and ZrN coatings.

As a result of the tests, it was revealed that the maximum value of the coefficient of friction (COF) reaches 0.27 and corresponds to the initial sample from steel AISI D3 (Tabl. 3). The minimum value was 0.13 for samples coated with ZrN and ZrO_2. A 2-fold decrease in the friction coefficient of coated samples is ensured by their higher microhardness and characterizes this coating as the most wear-resistant. The smallest value of wear track width was revealed for ZrN and ZrCN coatings.

Table 3

Tribological properties

No.	Coating	Wear track width, mm	Friction moment, N·m	COF
1	ZrN	0.37	1.5	0.13
2	ZrO_2	0.45	1.5	0.13
3	ZrCN	0.36	2	0.18
4	AISI D3 SS	0.42	3	0.27

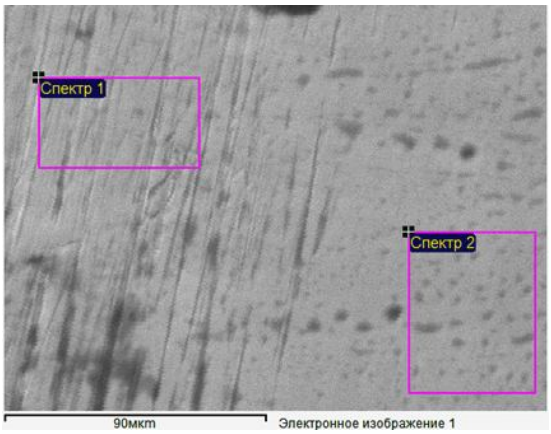


Fig. 4. Surface morphology of the ZrN coating after wear test

Additional SEM studies were performed for ZrN coating after wear performance. The ZrN coating was partially worn out, this is indicated by the presence of a high concentration of components in the friction zone (Fig. 4, Tabl. 4). The presence of oxygen was detected on the hardened surface (it can form ZrO_2 or be present as a Zr-ON layer), which forms a protective layer (secondary protective structures) [7]. In this case, the oxygen fraction reaches 8.04–9.71%. The small amount of Fe can be incorporated due to counerbody material.

Table 4

Chemical composition of ZrN coating after wear test

Area	N	O	Cr	Fe	Zr
Area 1	12.69	8.04	0.20	1.17	77.89
Area 2	14.02	9.71	0.33	1.70	74.25

Conclusions

The structure and chemical composition of the ZrN, ZrCN and ZrO_2 coatings synthesized by vacuum-arc deposition in "Bulat" type device have been investigated.

Comparative tests were carried out to determine the tribological characteristics of zirconium based coatings in comparison with the initial material made of AISI D3 high carbon tool steel.

It has been established that applying ZrN and ZrO_2 coatings to the working surface reduces the coefficient of friction by 2 times. The most promising is a coating of zirconium nitride, which

has the best performance in all the analyzed characteristics and during operation will provide high performance and maximum wear resistance. Splitting and cracking of the coatings were not observed and good adhesion of the fabricated coatings to substrate was found.

References

1. Deng Jianxin, Liu Jianhua, Zhao Jinlong, Song Wenlong, Niu Ming. Friction and wear behaviors of the PVD ZrN coated carbide in sliding wear tests and in machining processes // Wear. 2008. Vol. 264. P. 298–307.

2. Jia-Hong Huang, Fan-Yi Ouyang, Ge-Ping Yu. Effect of film thickness and Ti interlayer on the structure and properties of nanocrystalline TiN thin films on AISI D2 steel // Surface & Coatings Technology. 2007. Vol. 201, iss. 16-17. P. 7043–7053.

3. Skoblo T. S., Romaniuk S. P., Sidashenko A. I., Garkusha I. E., Taran A. V. et al. // J. Adv. Microsc. Res. 2018. Vol.13. P. 333–338.

4. Taran A. V., Garkusha I. E., Taran V. S. et al. // J. Adv. Microsc. Res. 2018. Vol. 13. P. 313–319.

5. Tereshin V., Taran V. et al. // Vacuum. 2003. Vol. 73. P. 555–559.

6. Carvalho S., Ribeiro E., Rebouta L., Vaz F., Alves E., Schneider D., Cavaleiro A. // Surf. Coat. Technol. 2003. Vol. 984. P. 174–175.

7. Brown R., Alias M. N., Fontana R. Effect of composition and thickness on corrosion behavior of TiN and ZrN thin films // Surface and coating technology. 1993. Vol. 62. P. 467–473.

УДК 533.9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МИНИАТЮРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

В. М. Асташинский, Н. Б. Базылев, Г. М. Дзагнидзе, Е. А. Костюкевич, А. М. Кузьмицкий, П. Н. Шоронов

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Введение. Разработка методов получения высокоэнергетических плазменных потоков, а также способов управления их параметрами представляет большой интерес как с научной, так и с практической точки зрения. Наибольший интерес для получения таких потоков представляют квазистационарные плазменные ускорители как газоразрядного [1], так и эрозионного [2] типов. В настоящей работе представлены результаты исследований миниатюрных квазистационарных газоразрядных и эрозионных плазменных ускорителей, которые могут быть использованы для создания плазменных двигателей и модификации поверхностных свойств материалов.

Методика эксперимента. В лаборатории физики плазменных ускорителей Института тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН РБ разработаны миниатюрное торцевое эрозионное устройство (мини-ТЭУ) и газоразрядный магнитоплазменный компрессор (мини-МПК). Длительность разряда данных ускорителей ~100 мкс, что позволяет отнести их к квазистационарному типу. Схемы разрядных устройств мини-МПК и мини-ТЭУ приведены на рис. 1. Газоразрядное устройство мини-МПК представляет собой коаксиальную систему, образованную стержневым анодом и внутренним электродом (катодом). Рабочая часть катода

выполнена в форме усеченного конуса высотой 20 мм, диаметрами 12 мм и 6 мм. Анод представляет собой набор из восьми стержней диаметром 4 мм, симметрично расположенных по окружности радиусом 11 мм.

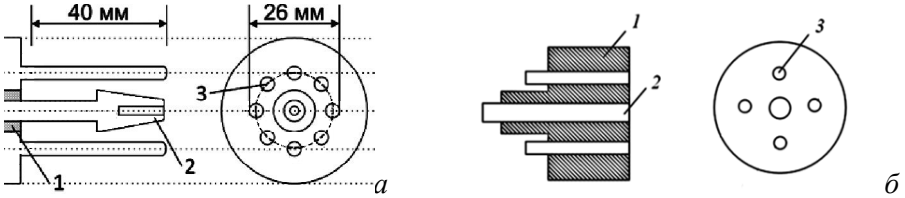


Рис. 1. Схемы разрядных устройств миниатюрных ускорителей: *а* – мини-МПК: 1 – диэлектрическая вставка; 2 – катод; 3 – стержневой анод; *б* – мини-ТЭУ: 1 – корпус-изолятор; 2 – катод; 3 – стержневой анод

Разрядное устройство мини-ТЭУ состоит из корпуса-изолятора, изготовленного из органического стекла диаметром 45 мм и высотой 25 мм, в котором размещена электродная система устройства. Центральный электрод (катод) имеет диаметр 6 мм. Стержневой анод представляет собой набор из четырех стержней диаметром 3.5 мм, симметрично расположенных по окружности радиусом 11 мм.

Миниатюрные ускорители помещали в вакуумную камеру, которая откачивалась до остаточного давления воздуха ~1,3 Па. Источником питания служила конденсаторная батарея общей емкостью 400 мкФ. Начальное напряжение на накопителе энергии ускорителей U_0 варьировалось в диапазоне (1,0–4,0) кВ, что соответствует уровню запасаемой энергии (200–3200) Дж [3].

Электрофизические параметры. Типичные осциллограммы тока и напряжения разряда в мини-МПК и мини-ТЭУ при U_0 = 3.0 кВ приведены на рис. 2. Формирование компрессионного плазменного потока в каждом из исследуемых ускорителей происходит в течение первого полупериода тока разряда. Для мини-МПК этот полупериод составляет ~90 мкс, а для мини-ТЭУ ~100 мкс. Значение разрядного тока для мини-МПК и мини-ТЭУ меняется в условиях экспериментов в диапазоне 10–42 кА, а значения разрядного напряжения – в диапазоне 0,25–1,5 кВ. Среднее значение сдвига фаз для мини-МПК и мини-ТЭУ составляет 42 и 20 мкс соответственно. В связи с этим энергия, вкладываемая в разряд, для мини-МПК и мини-ТЭУ меняется в диапазонах 40–500 Дж и 75–1000 Дж соответственно.

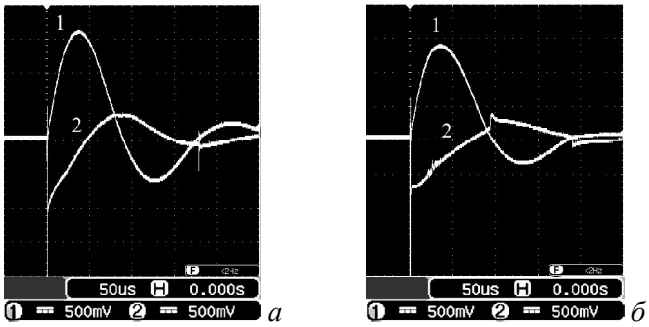


Рис. 2. Осциллограммы разрядного тока и напряжения при U_0 = 3.0 кВ: *а* – мини-МПК; *б* – мини-ТЭУ

Динамика формирования и скорость плазмы. На рис. 3 приведена динамика формирования компрессионного плазменного потока для мини-МПК и мини-ТЭУ. В обоих случаях формирование устойчивого компрессионного плазменного потока заканчивается к 15-й мкс. Плазменный поток устойчиво существует на протяжении 60 мкс, после чего начинает разваливаться. Скорость переднего фронта плазменного потока для мини-МПК составляет ~4 км/с. Затем скорость плазмы в потоке быстро возрастает и достигает ~50 км/с к ~35 мкс от начала

разряда [4]. В случае мини-ТЭУ скорость плазмы достигает своего максимального значения ~18 км/с к ~30 мкс от начала разряда. Затем, по мере развития разряда, значение скорости практически не меняется и начинает постепенно уменьшаться после прохождения максимума тока [5].

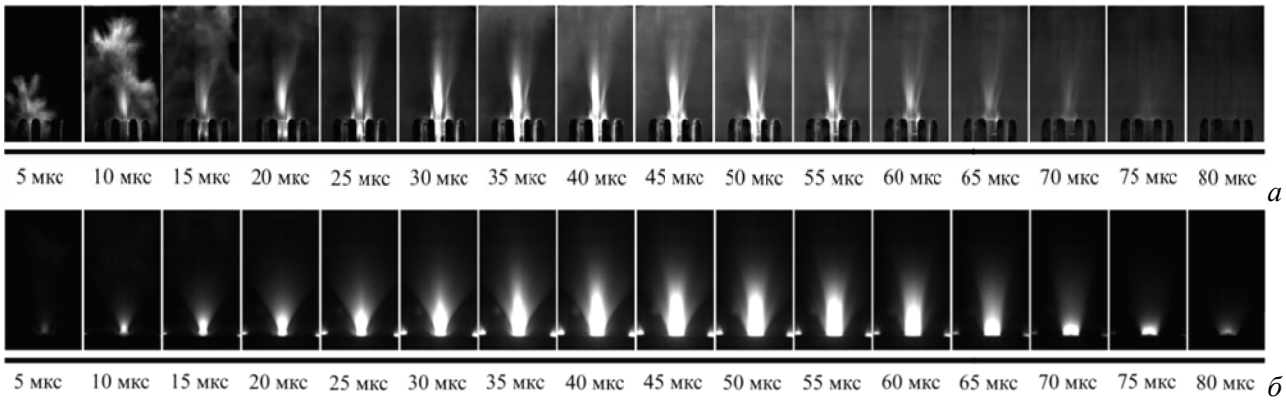


Рис. 3. Динамика формирования плазменного потока для первого полупериода разрядного тока, скорость съемки – $2 \cdot 10^5$ кадр/с: *а* – мини-МПК; *б* – мини-ТЭУ

Определение термодинамических параметров. Температуру и концентрацию электронов плазмы компрессионного потока в мини-ТЭУ определяли спектроскопическими методами с использованием монохроматора-спектрографа М833. На вход спектрографа проецировали область плазменного потока диаметром 1 мм, отстоящую от среза катода на 10 мм. Время экспозиции спектрометра составляло 10 мкс. Регистрацию спектров излучения плазмы проводили в диапазоне длин волн 370–559 нм на временном промежутке 50–60 мкс от начала тока разряда. Типичная спектрограмма излучения плазменного потока в мини-ТЭУ представлена на рис. 4.

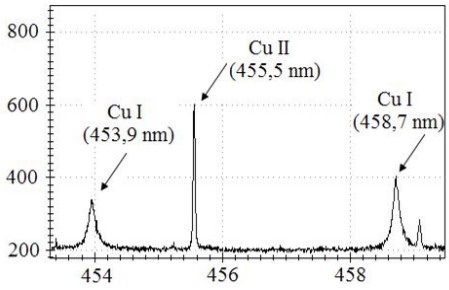


Рис. 4. Спектр излучения плазмы в мини-ТЭУ

Концентрацию свободных электронов плазмы определяли по штарковскому уширению резонансной линии меди с длиной волны 324.7 нм. Температуру электронов плазмы определяли по относительной интенсивности двух спектральных линий меди (Cu I с длиной волны 453.9.9 нм и Cu II с длиной волны 455.5 нм) в предположении существования локального термодинамического равновесия [6]. В мини-ТЭУ в условиях экспериментов при U_0 = 3,0 кВ концентрация электронов плазмы компрессионного потока составляет ~ $3.3 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, а температура – 1,7 эВ.

Спектроскопические исследования свечения плазмы в мини-МПК, рабочим газом которого являлся азот, проводили с помощью спектрографа SDH-IV. Калибровку спектральной чувствительности спектрометра осуществляли с помощью импульсного источника ИСИ-1 (источник Подмошинского). На щель спектрографа проецировали изображение области потока плазмы диаметром ~1 мм, расположенной на оси системы на расстоянии 10 мм от среза катода. Спектрограф регистрировал излучение плазмы во временном промежутке 25–35 мкс. Для определения концентрации электронов в рабочий газ добавляли гелий в пропорции 1:10.

Концентрацию электронов плазмы определяли по штарковскому уширению спектральной линии атома гелия He I с длиной волны 587,6 нм. Температуру электронов плазмы определяли в предположении существования локального термодинамического равновесия по относительным интенсивностям спектральных линий ионов углерода C II с длиной волны 589,0 нм и CII с длиной волны 609.9 нм. Измеренные значения температуры и концентрации электронов плазмы являются усредненными по лучу зрения и за время регистрации (~ 10 мкс).

На рис. 5 приведен типичный спектр излучения плазмы компрессионного потока в мини-МПК при начальном напряжении накопителя энергии U_0 = 3,0 кВ.

Определенная таким образом концентрация электронов плазмы в области максимального сжатия компрессионного потока составляет $(4–7)\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, в зависимости от режима работы ускорителя. Температура электронов плазмы в этих же условиях достигает ~3 эВ.

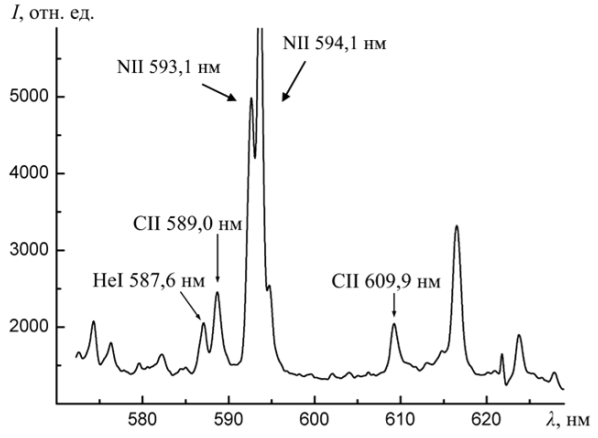


Рис. 5. Спектр излучения плазмы в мини-МПК

Выводы

Миниатюрные газоразрядный и эрозионный плазменные ускорители способны устойчиво генерировать компрессионные плазменные потоки с достаточно высокими электрофизическими и термодинамическими параметрами. При изменении вкладываемой в разряд энергии в мини-МПК и в мини-ТЭУ в диапазонах 75–1000 Дж и 40–500 Дж соответственно значения разрядного тока изменялись в диапазоне 10–42 кА, а разрядного напряжения на электродах ускорителей – 0,25–1,5 кВ. При U_0 = 3,0 кВ концентрация электронов плазмы составляла ~$3{,}3\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ для мини-ТЭУ и ~$7\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ для мини-МПК, а температура электронов плазмы – соответственно 1,7 и 3,0 эВ.

Литература

1. Асташинский В. М., Маньковский А. А., Минько Л. Я., Морозов А. И. Исследование физических процессов, обусловливающих режимы работы КСПУ // Физика плазмы. 1992. Т. 18, вып. 1. С. 90–98.

2. Асташинский В. М. Формирование компрессионных эрозионных плазменных потоков заданного состава в плотных газах // ЖПС. 2000. Т. 67, № 2. С. 229–233.

3. Astashinsky V. M., Kostyukevich E. A., Kuzmittsky A. M., Mishchuk A. A. Trust characteristics of gas-discharge magnetoplasma compressor as promising plasma engine for flight vehicles // PPPT 7 Contributed papers. 2012. Vol. 1. C. 190–194.

4. Асташинский В. М., Кузьмицкий А. М., Мищук А. А. Динамика формирования компрессионного плазменного потока в миниатюрном магнитоплазменном компрессоре // ИФЖ. 2011. Т. 84, № 5. С. 1022–1026.

5. Ананин С. И., Асташинский В. М., Костюкевич Е. А., Кузьмицкий А. М., Федечкина Т. Т., Шоронов П. Н. Формирование компрессионного эрозионного плазменного потока в

миниатюрном торцевом ускорителе // Тепло- и массоперенос–2013. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2014. С. 82–87.

6. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969.

УДК 536.25:536.45

РАЗРУШЕНИЕ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОБОЯ ОТ МЕТЕОРА

В. М. Асташинский, М. С. Третьяк, В. В. Чупрасов

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

С увеличением длительности полета межпланетных космических станций повышается риск повреждения метеорами теплозащитных экранов спускаемых аппаратов. Для оценки изменения теплозащитных характеристик покрытий проведены исследования влияния сквозных отверстий в образцах на абляцию материалов в струе низкотемпературной воздушной плазмы. Исследовалось также влияние частиц твердой фазы в высокотемпературном гетерогенном потоке на скорость уноса композиций.

Испытания образцов проводили на стенде Луч-2 с электродуговым подогревателем газа линейной схемы ЭДПГ-1,2 при давлении в электродуговой камере 10 бар и среднемассовой энтальпии воздуха 9 МДж/кг [1]. Схема проведения экспериментов представлена на рис. 1. Истекающая из плазмотрона 4 сверхзвуковая струя до установления параметров плазмотрона и дозатора частиц 3 перекрывалась заслонкой 2. После ее открытия образец 1 подвергался воздействию однофазной или гетерогенной струи в течение 15 с. Процесс разрушения образцов фиксировался видеокамерой 5 с частотой 25 кадр/с. Температуру поверхности материалов измеряли на двух длинах волн в инфракрасном диапазоне цветовым пирометром 6 с частотой 3 измерения в секунду. Сверхзвуковая струя натекала на цилиндрический образец с плоским торцом диаметром 50 мм. Плотность теплового потока в точке торможения составлял 440 Вт/см^2, давление торможения – 1,6 бар, толщина образца – 19 мм. Для имитации пробоя покрытия метеором по оси образца сверлили отверстие диаметром 2,5 мм.

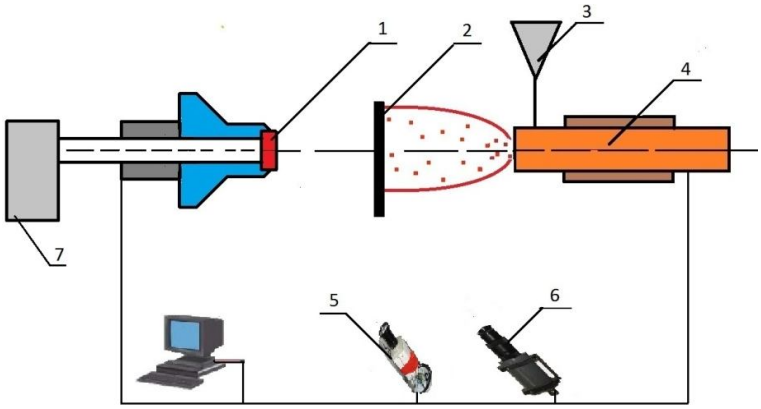


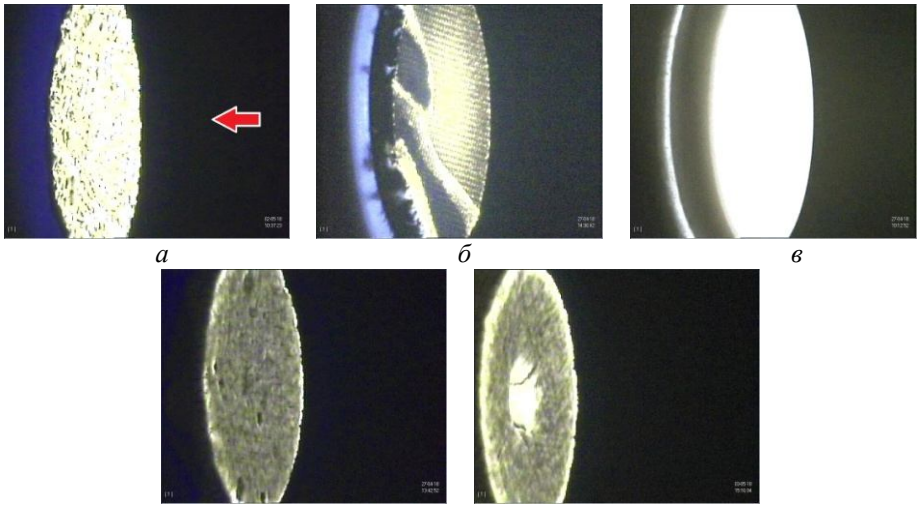
Рис. 1. Схема установки: 1 – образец, 2 – заслонка, 3 – дозатор частиц, 4 – плазмотрон, 5 – видеокамера, 6 – пирометр, 7 – регистратор

Образцы изготавливали из фторопласта, текстолита, асбо- и стеклотекстолита. Фотографии образцов до испытания представлены на рис. 2. Кадры видеосъемки образцов во время эксперимента приведены на рис. 3. Образец из стеклотекстолита на основе однослойной

ткани разрушался механически в процессе воздействия плазменного потока за счет периодического сноса слоев после прогрева и деструкции связующего (рис. 3, *б*). Наличие отверстия не сказалось на линейной скорости уноса на большей части поверхности образцов, за исключением области вблизи отверстия (рис. 4).



Рис. 2. Фотографии образцов до эксперимента



а *б* *в* *г* *д*

Рис. 3. Образцы во время испытаний: *а* – асботекстолит, *б* – стеклотекстолит, *в* – фторопласт, *г* – текстолит, *д* – текстолит с отверстием

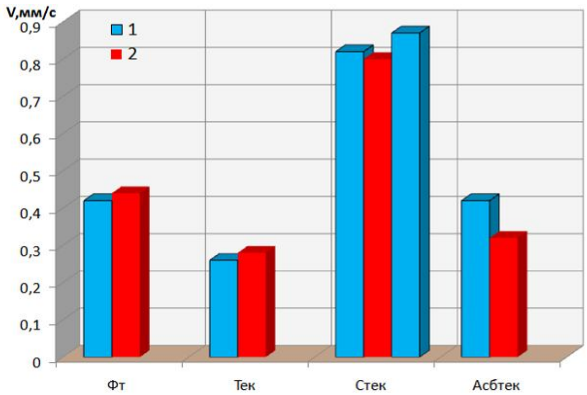


Рис. 4. Линейная скорость уноса образцов: 1 – образцы без отверстия; *2* – с отверстием

Геометрия и размеры отверстий в образцах после эксперимента у различных материалов изменяются по-разному. У фторопласта диаметр отверстия в течение 15 с увеличился с 2,5 мм до 13,2 мм на входе и до 10,1 мм на выходе, у текстолита – до 9,5 и 8 мм, у асботекстолита – до 7,2 и 6,3 мм соответственно. Иная картина у стеклотекстолита – после экспери-

мента диаметр отверстия на входе (10,4 мм) меньше, чем на выходе (14,3 мм), т. е. форма отверстия расширяющаяся, и похожа на выходную часть сверхзвукового сопла (рис. 5). На выходе видны капли расплава стекла, что говорит о высокой температуре протекающих через отверстие газов, способных повредить нижележащую конструкцию.



а *б* *в* *г*

Рис. 5. Образцы с отверстием после испытаний: *а* – фторопласт, *б* – текстолит, *в* – асботекстолит, *г* – стеклотекстолит (с тыльной стороны)

Из-за разгара отверстий увеличилась массовая скорость разрушения образцов. Унос массы фторопласта возрос в 1,25 раза, текстолита – в 1,34, асботекстолита – в 1,03 раза (рис. 6). Эти цифры относятся только к конкретной геометрии образцов и условиям испытаний, а относительную стойкость к разрушению отверстий характеризует их соотношение. Иная картина имеет место для стеклотекстолита: скорость уноса вместо увеличения даже снизилась, что связано с эрозионным механизмом разрушения материала. Наличие отверстия на оси образца привело к снижению давления в точке торможения и уменьшению градиента давления по радиусу и, соответственно, сдвигающих напряжений, сносящих слои стеклоткани.

На рис. 6 приведена также массовая скорость разрушения образцов в высокотемпературном гетерогенном потоке. Для его получения на выходе из плазмотрона в ускоряющий насадок подавали частицы SiO_2 с двумя максимумами у функции распределения по размерам – 7 и 15 мкм. Скорость частиц на расстоянии 100 мм от среза насадка достигает 1800 м/с [2], что позволяет моделировать прохождение аппарата через пылевое облако с гиперзвуковой скоростью. Расход порошка составил 0,01 расхода газа через плазмотрон. Наличие твердых частиц в струе плазмы увеличило массовую скорость разрушения фторопласта в 1,32 раза, текстолита – в 2,45, а асботекстолита – в 1,44 раза. Наибольшее возрастание скорости разрушения текстолита можно объяснить низкой прочностью прококсованного слоя. Массовая скорость уноса стеклотекстолита практически не изменилась, что, вероятно, связано с динамическим воздействием частиц на верхний слой стеклоткани и прижатием его к остальному материалу.

Результаты измерения температуры поверхности материалов приведены на рис. 7.

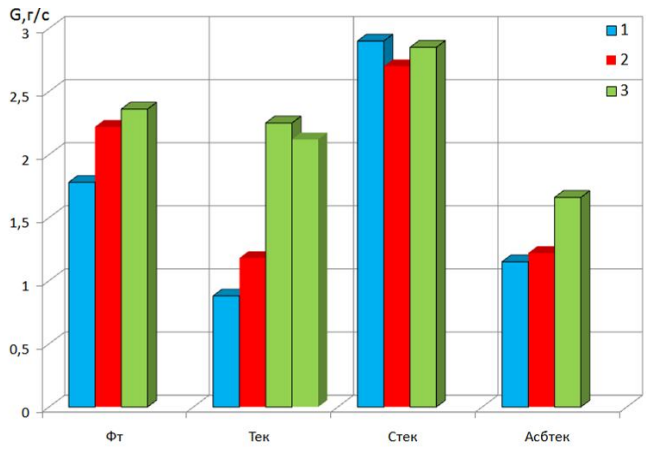


Рис. 6. Массовая скорость разрушения образцов: 1 – однофазный поток, образец без отверстия, 2 – однофазный поток, образец с отверстием, 3 – двухфазный поток, образец без отверстия

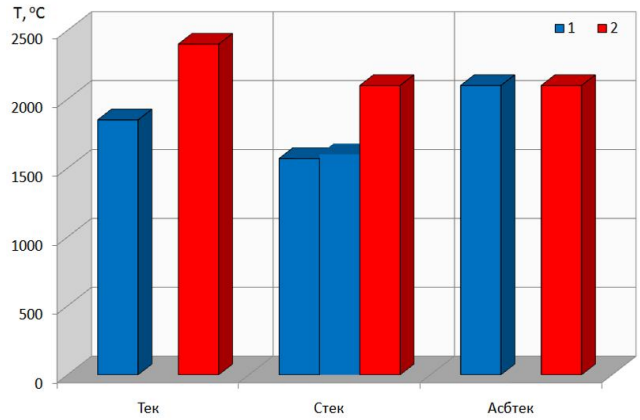


Рис. 7. Температура поверхности образцов без отверстия: 1 – однофазный поток; 2 – двухфазный поток

Проведенные эксперименты показали, что в сверхзвуковом потоке газа при наличии сквозного отверстия в точке торможения и перепаде давления по толщине образца 0,7 бар за 15 секунд диаметр отверстия увеличивается с 2,5 до ~10 мм (в зависимости от материала). Прорыв высокотемпературного газа через отверстие в теплозащитном экране может привести к повреждению спускаемого аппарата.

Для уменьшения последствий повреждения тепловой защиты метеорами предлагается: а) использовать самозалечивающиеся материалы, б) учитывать метеорную угрозу при разработке конструкции теплозащитного экрана.

Литература

1. Асташинский В. М., Лупсякова О. Ф., Присмотров А. А., Станкевич Ю. А., Третьяк М. С., Чупрасов В. В. Тепловое и эрозионное воздействие гетерогенной струи на преграду // Тепло- и массоперенос–2017. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2018. С. 146–151.

2. Нестерович Д. В., Пенязьков О. Г., Станкевич Ю. А., Третьяк М. С., Чупрасов В. В., Шатан И. Н. Исследование скорости дисперсной фазы в высокотемпературном газовом потоке // Тепло- и массоперенос–2017. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2018. С. 100–106.

УДК 532.526

УСТОЙЧИВОСТЬ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА АБЛИРУЮЩЕЙ СТЕНКЕ.

С. А. Гапонов, А. Н. Семенов, Б. В. Смородский

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск, Россия

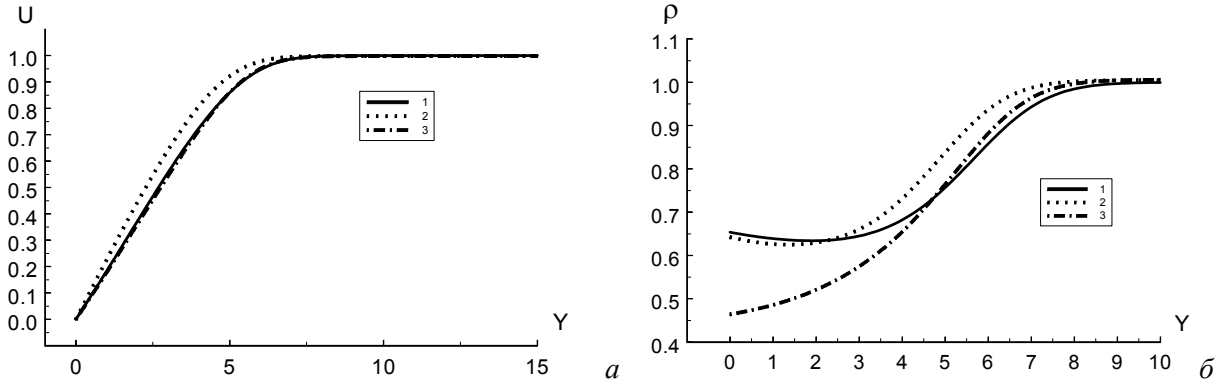
На важность исследований обтекания высокоскоростным газовым потоком в условиях абляции материала обтекаемого летательного аппарата указано, в частности, в монографии [1], где упоминается, что тепловая защита первых возвращаемых космических аппаратов была существенно преувеличена из-за недостатка знаний о некоторых важных проблемах аэротермодинамики в то время. В этой связи задача об устойчивости и ламинарно-турбулентном

переходе пограничного слоя является одной из таких проблем. Устойчивость пограничных слоев с химическими реакциями впервые исследовалась в [2, 3], где изучалась устойчивость пограничных слоев неравновесно диссоциирующего газа (кислорода и азота).

Устойчивость и ламинарно-турбулентный переход в условиях абляции материала поверхности практически не исследовался. В настоящее время известны только работы [4, 5] по устойчивости гиперзвуковых пограничных слоев на конусах в условиях уноса массы с обтекаемой поверхности. В этих работах рассматривали только двумерные (2D) возмущения при очень высоких числах Маха M = 16 и 20. Результаты этих расчетов не сопоставлялись с экспериментом, проведение которых затруднено в наземных аэродинамических установках длительного действия из-за высоких температур испарения углерода, который использовался в этих расчетах. Поэтому необходимость дополнительных исследований устойчивости пограничных слоев на стенках, температура испарения которых соответствовала бы температуре торможения в наземных установках, очевидна. При умеренных сверхзвуковых течениях важно изучать устойчивость относительно трехмерных возмущений.

В докладе приводятся результаты расчета стационарных параметров течения в пограничном слое при обтекании пластины воздухом при числе Маха M = 2.0. Расчеты проводились, как в рамках локально-автомодельном приближении, так и прямым численным моделированием на основе полных уравнений динамики бинарной смеси газов. В качестве абляционного материала использовался нафталин со следующими свойствами: молекулярная масса $m \approx 128$, что примерно в 4.4 раза выше молекулярной массы воздуха; удельная теплоемкость $C_p = 1300$ Дж/моль·К; теплота испарения $H \approx 73$ кДж/моль; в тройной точке температура $T \approx$ ≈ 354 K, давление $P \approx 11$ кПа.

В безразмерном виде сопоставление результатов численного моделирования, полученных на расстоянии 90 мм от передней кромки пластины, с данными локально-автомодельного приближения показано на рис. 1. Нормальная координата отнесена к толщине пограничного слоя $\delta = \sqrt{\mu_e x/\rho_e U_e}$, где индексом e отмечены значения параметров набегающего потока. Соответствующее этому расстоянию число Рейнольдса $\mathrm{Re} = \rho_e U_e \delta/\mu_e = 770$. Небольшое отклонение данных устраняется корректировкой толщины пограничного слоя путем замены на $x^* = x - 10$ мм, что приводит к снижению числа Рейнольдса до 725. По мере увеличения расстояния данные численного моделирования все в большей мере приближаются к значениям локально-автомодельного приближения.



а *б*

Рис. 1. Продольная скорость U (*а*); плотность ρ (*б*): (1 – теория пограничного слоя, 2 – прямое численное моделирования, 3 – без сублимации)

Расчет устойчивости проведен в приближении локальной параллельности течения как при числах Маха M = 2.0 и 6. Необходимые профили стационарных параметров получены в приближении локально-автомодельного течения в отсутствие тепловых потоков в тело пластины. Исследование проведено для возмущений пропорциональных $\exp[i(\alpha x + \beta z - \omega t)]$. Здесь

β и ω – реальные числа, а $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ – комплексное. Для таких возмущений угол между волновым вектором и направлением основного потока составляет $\chi = \mathrm{arctg}(\beta/\alpha_r)$.

Для числа Маха M = 2 на рис. 2 показаны скорости пространственного усиления $-\alpha_i$ в зависимости от угла χ (x = 100 мм, частота волны f = 15 кГц) при температурах торможения T_0 = 290 К (1), 315 (2), 342 (3), 361 (4), 392 (5), 450 (6), 500 (7), 580 (8). Соответствующие этим температурам единичные числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_1 = \rho_e U_e/\mu_e$ равны (6.35, 5.67, 5.07, 4.71, 4.22, 3.53, 3.08, 2.56)·10^6, а температуры стенки T_w = 266, 290, 310, 320, 330, 340, 345, 350 К.

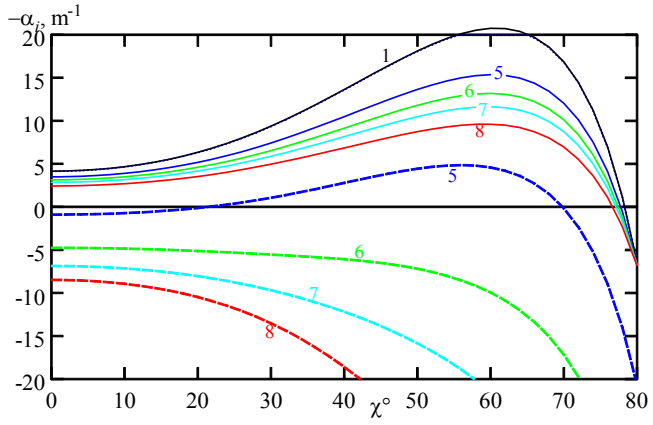


Рис. 2. Степени пространственного усиления возмущений $-\alpha_i$ в зависимости от угла χ при различных температурах торможения. Штриховые линии – сублимирующая поверхность, сплошные – в отсутствие сублимации

Из приведенных результатов видна стабилизирующая роль сублимирующего покрытия, которая, прежде всего, связана с охлаждением поверхности. Например, в отсутствие сублимации температура теплоизолированной стенки была бы близкой к температуре торможения, 580 К. Однако за счет сублимации она понижается до 350 К. Другим стабилизирующим фактором является большая молекулярная масса нафталина, которая способствует повышению плотности вблизи поверхности. Известно [6], что увеличение плотности вблизи поверхности повышает устойчивость пограничного слоя при умеренных числах Маха.

При M = 6 неустойчивость имеет место относительно двух частотных семейств: низкочастотное (первая мода) и высокочастотное (вторая мода). Влияние сублимации возмущения низких частот аналогично влиянию в случае умеренных чисел Маха, а именно, сублимация подавляет рост возмущений, и соответствующие результаты не приводятся в данном тексте. Особого внимания заслуживают данные о воздействии сублимации на возмущения второй моды.

На рис. 3 показаны скорости пространственного усиления возмущений второй моде $-\alpha_i$ в зависимости от угла χ (x = 90 мм, частота волны f = 170 кГц) при T_0 = 350 (0), 378 (1), 432 (2), 482 (3), 563 (4). Соответствующие этим температурам единичные числа Рейнольдса были равны (13.7, 12.3, 10.1, 8.53, 6.72)·10^6, а температуры стенки T_w = 296, 300, 310, 315, 320 К.

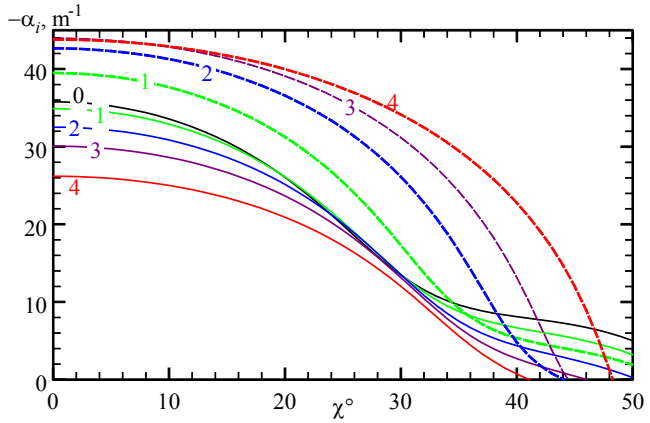


Рис. 3. Степени пространственного усиления возмущений $-\alpha_i$ в зависимости от угла χ при температурах торможения. Штриховые линии – сублимирующая поверхность, сплошные – в отсутствие сублимации

В отличие от низких частот, возмущения которых подавляются сублимацией, возмущения второй моды усиливаются в условиях испарения нафталина. При этом наибольшие степени нарастания у двумерных возмущений ($\chi = 0$), в отличие от возмущений первой моды, максимальная степень усиления которых имеет место при $\chi \approx 60^{o}$ (см. рис. 2).

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать вывод о стабилизирующем влиянии сублимации при умеренных числах Маха и дестабилизирующем его воздействием на гиперзвуковой пограничный слой.

Литература

1. Тирский Г. А. Гиперзвуковая аэродинамика и тепломассообмен спускаемых космических аппаратов и планетных зондов. М.: ГИФМЛ, 2011. – 548 с.

2. Петров Г. В. Устойчивость пограничного слоя газа с химическими реакциями на каталитической поверхности // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 6. С. 797–801.

3. Петров Г. В. Устойчивость пограничного слоя каталитически рекомбинирующего газа // ПМТФ. 1978. № 1. С. 40–45.

4. Mortensen C., Zhong X. Simulation of second-mode instability in a real-gas hypersonic flow with graphite ablation // AIAA J. 2014. Vol. 52, No. 8. P. 1632–1652.

5. Mortensen C., Zhong X. Real Gas and surface-ablation effects on hypersonic boundary-layer instability over a blunt cone // AIAA J. 2016. Vol. 52, No. 3. P. 976–994.

6. Gaponov S. A., Smorodsky B. V. Control of supersonic boundary layer and its stability by means of foreign gas injection through the porous wall // Int. J. of Theoretical and Applied Mechanics. 2016. Vol. 1. P. 97–103.

УДК 533

АНАЛИЗ УРАВНЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ТЕЧЕНИЯХ С ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА, ОГРАНИЧЕННЫМ ПО ПРОДОЛЬНОЙ КООРДИНАТЕ

А. В. Герасимов, А. П. Кирпичников, Ф. Р. Сабирова

Казанский национальный исследовательский технологический университет, г. Казань, Россия

В цикле работ [1–3], посвящённых особенностям теплообмена и газодинамики высокочастотной индукционной плазмы, в рамках классической теплофизики был получен ряд результатов, касающихся газодинамической структуры высокочастотного индукционного (ВЧИ) разряда при атмосферном давлении. В работе [1] введено понятие неподвижной точки ВЧИ разряда, в которой все три компоненты скорости плазмообразующего газа обращаются в нуль, и показано, что она соответствует точке на оси плазмоида, в которой значение его осевой температуры максимально. В работе [3] установлено, что внутри плазмоида ВЧИ разряда при атмосферном давлении области прямого и возвратного течений разделяет некоторая поверхность вращения, представляющая собой геометрическое место точек, в которых температура разряда максимальна при каждом фиксированном значении радиальной координаты r. Таким образом, неподвижная точка высокочастотного индукционного разряда может рассматриваться как частный случай более общего физического явления – поверхности с нулевой осевой скоростью, разделяющей прямое и возвратное течения в газоразрядной камере ВЧИ плазмотрона. Наличие неподвижной точки, лобового и кормового вихрей в разрядной

камере ВЧИ плазмотрона подтверждается как результатами численных расчетов, так и соответствующими экспериментальными данными [5–8]. В работе [3] было высказано предположение о том, что установленное явление должно быть свойственно более широкому кругу объектов, имеющих внутренний источник тепла, ограниченный по продольной координате. В работе [4] это явление рассмотрено как свойственное достаточно широкому классу течений в цилиндрических каналах при наличии внутри этих каналов одной или нескольких зон прогрева (внутренней или внешней), ограниченных по продольной координате.

Рассмотрим уравнение, описывающее баланс энергии вязкого ламинарного течения жидкости или газа внутри цилиндрического канала в области (зоне) прогрева, ограниченной по продольной координате. В общем виде оно записывается как

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda r\frac{\partial T}{\partial r}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right)+Q_r(r,z)=\rho c_p\left(v_r\frac{\partial T}{\partial r}+v_z\frac{\partial T}{\partial z}\right). \tag{1}$$

Очевидно, что слагаемое $Q(r, z)$ отлично от нуля только в том случае, если тепло вкладывается сразу в весь объем канала, например, путем ВЧ или СВЧ прогрева, в противном случае, когда нагрев трубы осуществляется путем подвода тепла к ее внешней поверхности, $Q(r, z) = 0$. Из уравнения баланса (1) исключены слагаемые, учитывающие вязкий нагрев и сжимаемость среды, поскольку величина их заведомо мала по сравнению с величинами, обеспечиваемыми внешним источником тепла.

Из уравнения (1) следует

$$v_z(r,z)=\frac{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda r\frac{\partial T}{\partial r}\right)+\frac{\partial\lambda}{\partial T}\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2+\lambda\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}+Q(r,z)-\rho c_p v_r\frac{\partial T}{\partial r}}{\rho c_p\frac{\partial T}{\partial z}}. \tag{2}$$

Рассмотрим теперь условно семейство коаксиальных, соосных каналу цилиндрических поверхностей, последовательно заполняющих все его внутреннее пространство и соответствующих определенным значениям радиальной координаты r канала. В силу непрерывности этой координаты таких поверхностей будет бесконечное множество, причем та из них, которая соответствует значению $r = 0$, вырождается в ось канала, а та, которая отвечает значению $r = R$, совпадает с его стенкой. На каждой из этих вспомогательных цилиндрических поверхностях выделим окружность, соответствующую внутри каждой зоны прогрева, ограниченной по аксиальной координате, максимальной температуре этой поверхности, что всегда возможно, поскольку все зоны прогрева по длине ограничены. Очевидно, что в силу непрерывности этого семейства поверхностей выделенные таким образом окружности, в свою очередь, образуют некоторую цилиндрически симметричную поверхность вращения Ω_0, ось которой совпадает с осью цилиндрического канала и которую можно описать уравнением

$$\left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{\Omega_0}=0\,. \tag{3}$$

Далее в соответствии с методикой [3] определим место тех точек, для которых выполняется условие (3), т. е. рассмотрим поверхность Ω_0 внутри канала, в точках которой значение температуры для каждого фиксированного значения радиальной координаты r максимально. Во всех точках поверхности (3) знаменатель формулы (2) обращается в нуль, а это значит, что в нуль должен обращаться также и числитель этого выражения, поскольку значение продольной скорости v_z как физической величины должно быть всюду конечным. При этом в точках поверхности Ω_0, в силу (2), очевидно

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda r\frac{\partial T}{\partial r}\right)+\frac{\partial\lambda}{\partial T}\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2+\lambda\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}+Q(r,z)-\rho\, c_p v_r\frac{\partial T}{\partial r}=0,$$

откуда поперечная составляющая скорости

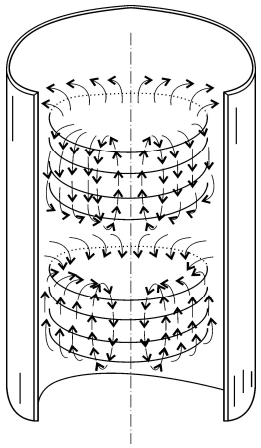
$$v_r(r,z)\big|_{\Omega_0}=\frac{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda r\frac{\partial T}{\partial r}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right)+Q(r,z)}{\rho\, c_p\frac{\partial T}{\partial r}}=\frac{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda r\frac{\partial T}{\partial r}\right)+\lambda\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}+Q(r,z)}{\rho\, c_p\frac{\partial T}{\partial r}}. \qquad (4)$$

Вернемся теперь к уравнению (2) и проанализируем поведение всех его слагаемых при переходе через поверхность Ω_0. Ясно, что в точках поверхности Ω_0 знаменатель меняет знак при переходе через Ω_0, поскольку $\partial T/\partial z>0$ при $z<z(\Omega_0)$ и $\partial T/\partial z<0$ при $z>z(\Omega_0)$.

Ни одно из слагаемых числителя, однако, не меняет свой знак при переходе через поверхность Ω_0: слагаемые $\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda r\frac{\partial T}{\partial r}\right)$, $Q(r,z)$, $\rho\, c_p v_r\frac{\partial T}{\partial r}$ – в силу того, что они зависят только от температуры и ее радиальных (а не аксиальных) производных, а изменение поперечной составляющей скорости в силу формулы (4) невелико; слагаемое $\lambda\partial^2 T/\partial z^2$ отрицательно и справа и слева от этой поверхности; знак же слагаемого $\frac{\partial\lambda}{\partial T}\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2$, очевидно, определяется знаком производной $\partial\lambda/\partial T$ и также не зависит от того, с какой стороны поверхности Ω_0 она рассматривается. Как видим, ни одно из слагаемых числителя формулы для $v_z(r,z)$ не меняет знака при переходе через поверхность Ω_0, таким образом, числитель сохраняет свой знак всюду в окрестности этой поверхности, т. е. стремится к нулю справа и слева от Ω_0 с одним и тем же знаком. Это, в свою очередь, означает, что продольная скорость $v_z(r, z)$ во всех точках, принадлежащих Ω_0, меняет знак, т. е. обращается в нуль в точках этой поверхности:

$$v_z(r,z)\big|_{\Omega_0}=0.$$

Физический смысл этого выражения состоит в том, что поверхность Ω_0 является поверхностью, разделяющей направленные в противоположные стороны потоки жидкости или газа внутри области (зоны) прогрева, ограниченной по продольной координате z. На рисунке представлена кинематическая схема такого течения.



Кинематическая схема течения в зоне прогрева

Следует отметить, что близкие результаты были в последнее время получены в цикле работ [9–11]. В этих работах рассмотрены положения о формировании, развитии и свойствах конвективных кумулятивно-диссипативных структур. При этом было показано, что при достижении запасённой в конвективной среде энергии некоторого критического значения в этой среде формируются топологически сложные 3D кумулятивно-диссипативные структуры с синергетически сопряженными противоположно направленными конвективными вращающимися энергомассовоимпульсными потоками с различающимися фазовыми состояниями, в частности, в тропических циклонах, с парами воды и без них. Эти структуры из двух сопряжённых и вращающихся в противоположных направлениях циклонического и антициклонического потоков

профилем внешнего давления фокусируются в устойчивый бициклон (бициклон Ф. И. Высикайло). Автором работ [8–11] исследован энергетический 3D механизм функционирования такого бициклона с помощью теоремы вириала. При этом, в частности, показано, что противоположно направленные потоки в сопряжённом бициклоне могут эффективно трансформиррвать любую внутреннюю и потенциальную энергию в энергию вращения, обмениваясь кинетической энергией, импульсом и моментом количества движения, так как являются направляющими динамическими границами друг для друга.

Интересно отметить, что, как указано в [11], первыми исследователями интерференции гравитационных и инерционных потенциалов, приводящей к формированию точек либрации и кумуляции энергомассовоимпульсных потоков, являются Л. Эйлер и Ж. Лагранж, открывшие пять точек либрации (кумуляции) в динамической системе Солнце–Юпитер. При этом две треугольные точки либрации, открытые Ж. Лагранжем, являются центрами аттракторов для формирования кумулятивно-диссипативных структур – троянцев – скоплений малых тел на орбите Юпитера, открытых в 1906 г.

Таким образом, полученный нами ранее в работе [4] результат можно сформулировать ещё и следующим образом. Внутри высокочастотного индукционного разряда, горящего на воздухе при атмосферном давлении, формируется устойчивый бициклон, который вследствие двух вращающихся в противоположных направлениях знергомассовоимпульсных потоков обеспечивает зону пониженного давления в центре плазмоида. При этом наличие устойчивого бициклона приводит к конвективной сепарации свойств среды, в которой этот бициклон существует, и, тем самым, является решающим фактором существования устойчивого высокочастотного индукционного разряда, горящего в потоке плазмообразующего газа в стволе цилиндрического канала при атмосферном давлении.

Обозначения

T – температура, К; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); ρ – плотность, кг/м^3 c_p – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); $Q(r, z)$ – плотность вкладываемой в поток энергии источника нагрева, Вт/м^3; v_r и v_z – соответственно радиальная и продольная составляющие поля скоростей внутри канала, м/с.

Литература

1. Герасимов А. В., Кирпичников А. П. Неподвижная точка высокочастотного индукционного разряда // ТВТ. 1999. Т. 37, № 3. С. 504–505.

2. Герасимов А. В., Кирпичников А. П. Влияние профиля осевой температуры на профиль осевой скорости в высокочастотном индукционном разряде // Прикладная физика. 2003. Т. 39, № 3. С. 671–675.

3. Герасимов А. В., Кирпичников А. П. Поверхность раздела прямого и возвратного течений в высокочастотном индукционном разряде // Докл. РАН. 2003. Т. 389, № 2. С. 177–179.

4. Герасимов А. В., Кирпичников А. П. О газодинамике и теплообмене течений в цилиндрических каналах при наличии источников тепла, ограниченных по продольной координате // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 4. С. 439–443.

5. Гойхман В. Х., Кузьмина В. С. К расчету поля скоростей течения газа в индукционном ВЧ разряде // Тр. XXVII Герценовских чтений. Физическая электроника. Ч. 2. Электроника низкотемпературной плазмы. Л.: ЛГПИ, 1974. С. 66–72.

6. Донской А. В., Дресвин С. В., Эль-Микати Х. Газодинамические параметры высокочастоного индукционного плазматрона // Тез. докл. 6-й Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе: Илим, 1974. С. 218–221.

7. Дресвин С. В., Эль-Микати Х. Измерение и расчет газодинамических параметров индукционного высокочастотного разряда // ТВТ. 1977. Т. 15, № 6. С. 1158–1164.

8. Дресвин С. В., Борисенков В. И. Исследование вихревых течений в разрядной камере ВЧИ-плазмотрона // VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1980. Ч. 3. С. 111–114.

9. Philipp I. Vysikaylo Cumulative Point–L1 between two positively charged plasma structures (3-D Strata) // IEEE Transactions on Plasma Science. 2004. P. 1–5.

10. Vysikaylo P. I. Points, lines and surfaces of Vysikailo–Euler libration (cumulation) in nonuniform structures in plasma with current // Proc. 37th Int. Conf. Phys. Plasma CTNF. Zvenigorod, Russia, 2010. P. 311.

11. Vysikaylo P. I. Detailed elaboration and general model of the electron treatment of surfaces of charged plasmoids (from atomic nuclei to white dwarves, neutron stars, and galactic cores): Self-condensation (self-constriction) and classification of charged plasma structures – Plasmoids part 1. General analysis of the convective cumulativedissipative processes caused by the violation of neutrality: Metastable charged plasmoids and plasma lenses // Surf. Eng. Appl. Electrochem. 2012. Vol. 48, No. 1. P. 11–21.

УДК 533.6.071.011.34

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В ТРАКТЕ ГИПЕРЗВУКОВОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ И РАСЧЕТ ПЕРСПЕКТИВНОЙ КОНСТРУКЦИИ ВОЗДУХООХЛАДИТЕЛЯ

С. М. Дроздов, А. С. Ртищева

Центральный аэрогидродинамический институт, г. Жуковский, Россия

Для гиперзвуковых аэродинамических труб (АДТ) требуется значительный нагрев воздуха перед подачей его в сопло и рабочую часть. Кроме того, существуют экспериментальные гиперзвуковые установки, предназначенные для проведения исследований на тепловую стойкость материалов теплозащиты объектов ракетно-космической техники, в которых, при умеренных числах 5 < M < 8, температура торможения потока достигает $T_0 \approx 5000$ К (рис. 1).

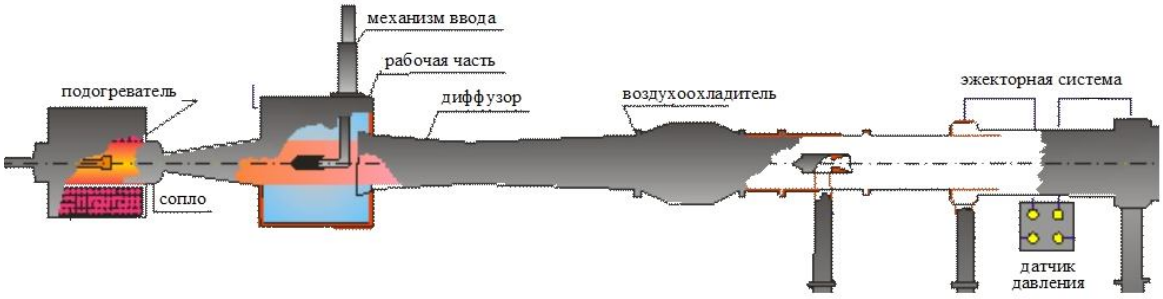


Рис. 1. Схема прямоточной гиперзвуковой АДТ, предназначенной для изучения стойкости материалов при аэродинамическом нагреве

В работе рассмотрена прямоточная гиперзвуковая АДТ включающая: электродуговой подогреватель электрической мощностью N = 0,8 МВт, необходимый для создания в форкамере требуемых параметров торможения (p_0 = 3–10 ат; T_0 = 1600–4600 К); сопло – для получения требуемой скорости потока (M ≈ 7); рабочая часть – для изучения аэродинами-

ческого нагревания модели; диффузор – для торможения потока и холодильный модуль (воздухоохладитель, теплообменник) – для охлаждения рабочего газа перед подачей в эжекторную систему [1].

Совершенствование гиперзвуковых летательных аппаратов непосредственно зависит от возможностей существующих экспериментальных установок. В связи с этим планируется увеличение диапазона режимов испытаний на рассматриваемой АДТ до форсированного режима – p_0 = 12 ат и T_0 = 5000 К за счет увеличения электрической мощности подогревателя до $N \approx 1{,}3$ МВт. Для такой модернизации необходимо исследовать, как существующий контур трубы будет работать при более высоких параметрах торможения, какая тепловая мощность нужна для создания форсированного режима, какой тепловой поток воздействует на стенки АДТ и каким образом будет работать воздухоохладитель.

В существующем воздухоохладителе, представляющем собой пучок трубок, внутри которых движется охладитель – вода, при большой продолжительности пуска наблюдалось образование паровых пробок, приводящих к разрыву трубок и попаданию воды в тракт. Кроме того, температура воздуха на входе в эжекторную систему была недопустимо высока.

Таким образом, целью настоящей работы был расчет газодинамики рабочего тракта АДТ на максимальном режиме эксплуатации (M = 7; p_0 = 12 ат; T_0 = 5000 К) с учетом процессов теплообмена в холодильном модуле и на стенках контура трубы, а также получение данных для проектирования конструкции нового воздухоохладителя.

Рассматривались два качественно различных варианта конструкции теплообменника: вариант-1 (воздухоохладитель, в котором воздушный поток движется в большом количестве продольных трубок, помещенных в общий отсек с охлаждающей водой, циркулирующей в межтрубном пространстве) и вариант-2, прототипом которого служит существующий воздухоохладитель.

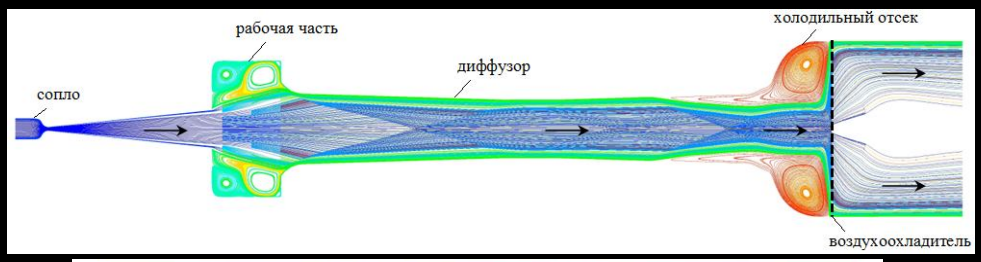
В работе реализован отлаженный и верифицированный подход к моделированию течения и теплообмена в тракте АДТ, согласно которому во всех областях (форкамере, сопле, рабочей части, диффузоре, воздухоохладителе) программным комплексом ANSYS FLUENT решаются осесимметричные уравнения Навье–Стокса для вязкого и теплопроводного газа с использованием модели турбулентности (Спаларта–Аллмараса, SST) [2]. Воздухоохладитель моделировался как полупроницаемая область, где в уравнения Навье–Стокса добавлен закон сопротивления пористой среды (закон Дарси):

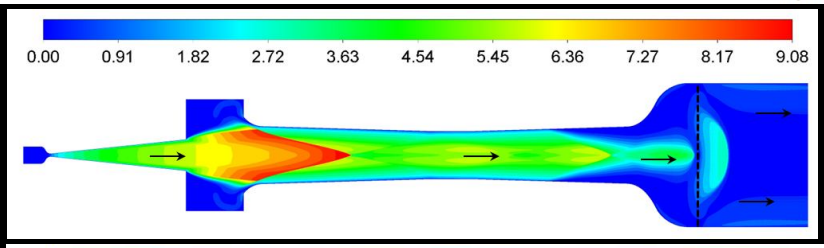
$$\Delta p = \left(C_1 u + 0{,}5 C_2 \rho u^2 \right) h , \qquad (1)$$

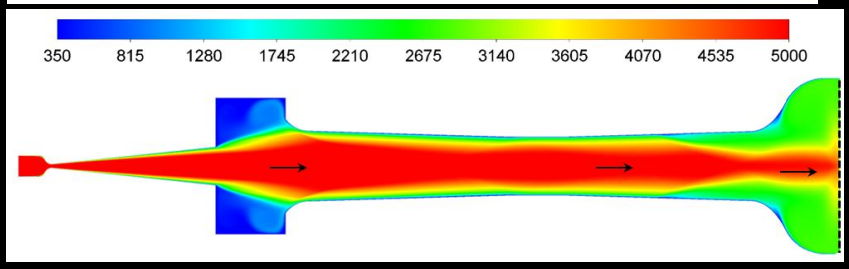
где $C_1 = \mu/\alpha$ – коэффициент линейного сопротивления; C_2 – коэффициент нелинейного сопротивления. Коэффициенты $C_1 \approx 0$, C_2 = 194,7 м$^{-1}$ зависимости (1) получены расчетом газодинамики и теплообмена отдельной трубки в широком диапазоне входных и выходных параметров потока.

Газодинамические и теплофизические свойства потока моделировались на основании молекулярно-кинетической теории газов, из предположения о том, что в тракте движется смесь: N_2, O_2, Ar, CO_2 в пропорциях, соответствующих воздуху. Температура на стенках рабочего тракта T_w = 350 К (стенки охлаждаются водой). Граничные условия на выходе из расчетной области (уровень давления $p_{вых}$) подбирались с учетом возможности работы эжекторов и реализации стационарного режима течения в рабочей части и диффузоре.

Некоторые результаты расчета течения в рабочем тракте АДТ при максимальных параметрах испытаний: M = 7; p_0 = 12 ат; T_0 = 5000 К представлены на рис. 2. В области расположения модели реализуется число M ≈ 7. На входе в диффузор число Маха продолжает увеличиваться, достигая значения M = 9,08. Затем следует система косых скачков в диффузоре, за счет которых резко снижается скорость и полное давление. Расход воздуха равен G = = 0,075 кг/с. В расширяющейся части диффузора можно наблюдать отрыв потока от стенок,

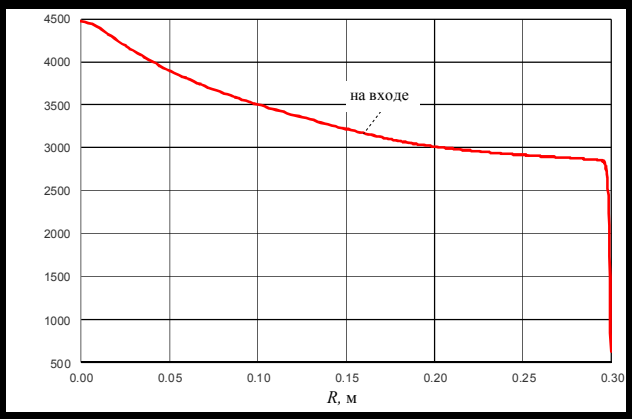






на входе

на выходе



На рис. 4, 5 представлены некоторые результаты расчета двух перспективных вариантов теплообменника. Вариант-1 теплообменника обеспечивает температуру потока на выходе из воздухоохладителя (входе в эжекторную систему) $T_0 \approx T \leq 600$ К, несмотря на то, что трубки, в которых движется воздух, нагружены тепловым потоком неравномерно. Было показано, что полезно полностью убрать или заглушить центральную трубку, что приводит к небольшому перераспределению параметров потока на входе в теплообменник и делает тепловое нагружение трубок на периферии более равномерным.

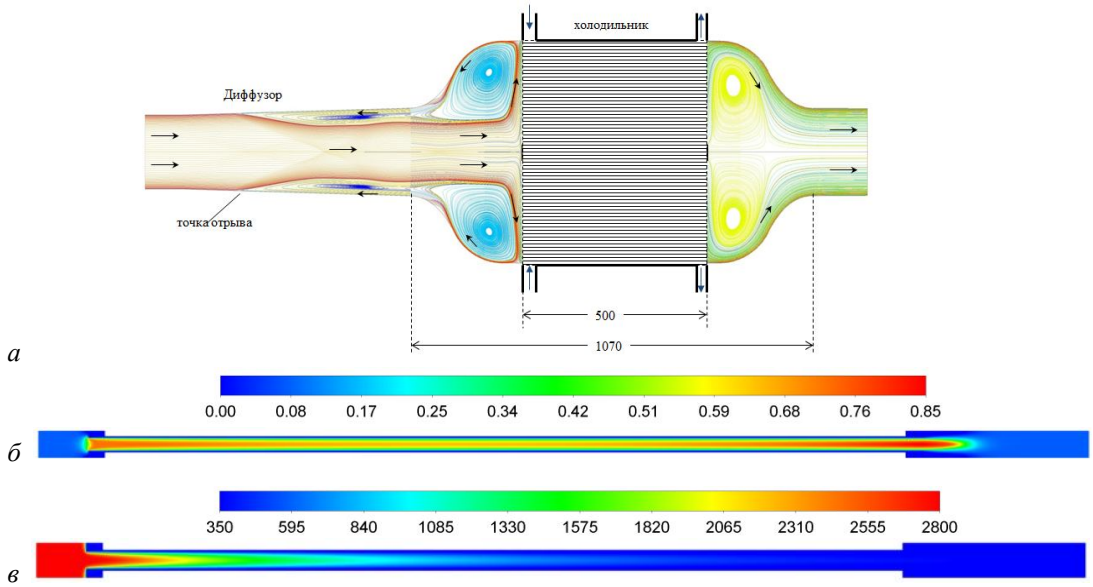


Рис. 4. Течение, реализуемое в воздухоохладителе (вариант-1): линии тока (*а*); поле чисел Маха в трубке, находящейся на расстоянии $r = 0{,}2$ м от оси симметрии (*б*); поле полной температуры, К, в трубке, находящейся на расстоянии $r = 0{,}2$ м от оси симметрии (*в*)

Вариант-2 теплообменника в виде двойного пучка трубок (в существующем варианте одинарный пучок) обеспечивает отвод тепловой мощности $Q_{охл} \approx 0{,}25$ МВт, обеспечивая температуру потока на выходе $T_0 = 894$ К.

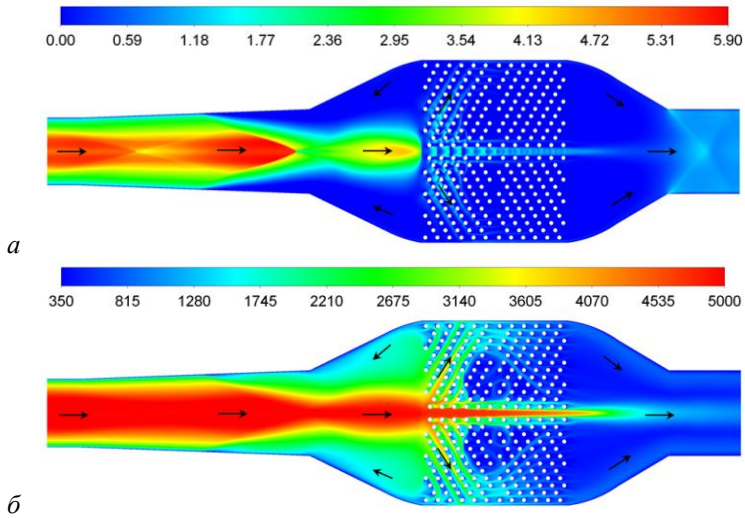


Рис. 5. Течение, реализуемое в воздухоохладителе (вариант-2): поле чисел Маха (*а*); поле полной температуры, К (*б*)

Следует отметить, что центральные трубки первого и второго рядов испытывают высокие тепловые нагрузки. Для того, чтобы исключить кипение воды в трубках требуется ско-

рость течения $w_{\text{воды}} \approx 7–10$ м/с, что делает внедрение данной конструкции проблематичным. При этом вариант-1 имеет преимущество не только из-за тепловой эффективности, но также с точки зрения экономичности, так как эксплуатация теплообменника возможна при небольших скоростях течения ($w_{\text{воды}} < 1$ м/с) и умеренного полного расхода охлаждающей воды в межтрубном пространстве.

Выводы

Численные исследования полей течения и теплообмена в тракте гиперзвуковой АДТ позволили получить на форсированном режиме распределение значений числа Маха, давления и температуры в сопле, рабочей части, диффузоре и отсеке воздухоохладителя. На основе этих результатов было предложено и исследовано несколько вариантов воздухоохладителя, для которых определены параметры потока и теплообмена, проанализированы достоинства и недостатки конструкции и даны рекомендации для этапа конструкторских работ.

Обозначения

Δp – перепад давления до и после теплообменника, Па; u – нормальная компонента средней по площади скорости на входе в теплообменник, м/с; ρ – плотность газа, кг/м^3; μ – коэффициент динамической вязкости, Па·с; h – толщина перегородки (теплообменника), м; α – проницаемость перегородки (теплообменника), м^2.

Литература

1. Поуп А., Гойн К. Аэродинамические трубы больших скоростей / Под ред. Н. Н. Широкова. М.: Мир, 1968. – 504 с.

2. Дроздов С. М., Давлеткильдеев Р. А., Ртищева А. С. Численное и экспериментальное исследование течения и теплообмена воздуха в полном тракте гиперзвуковой аэродинамической трубы // Ученые записки ЦАГИ. 2019. Т. 50, № 2. С. 24–34.

УДК 536.245

ВОЗМОЖНОСТИ СНИЖЕНИЯ МАКСИМАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА, ОБТЕКАЕМОГО СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ, ПУТЕМ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЫСОКОТЕПЛОПРОВОДНЫХ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. И. Зинченко, В. Д. Гольдин

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Задача сохранения геометрии тела и увеличения длительности движения при сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях определяет требования к созданию новых теплозащитных материалов, выдерживающих аэродинамический нагрев. Перспективным направлением здесь является использование высокотеплопроводных покрытий, обеспечивающих отвод тепла от областей, испытывающих максимальные тепловые нагрузки [1–3]. При возрастании времён движения под углами атаки процесс перетекания тепла в продольном и окружном направлениях наряду с переизлучением поверхности может обеспечивать значимое снижение макси-

мальных температур лобовой части. Это требует одновременного рассмотрения трёхмерных процессов в пограничном слое и материале тела в рамках сопряжённой постановки задачи с соответствующими краевыми и начальными условиями [2, 3]. При увеличении давлений торможения, а, следовательно, и чисел Рейнольдса, в пограничном слое реализуются различные режимы течения – ламинарный переходный и турбулентный.

Целью данной работы является сравнительный анализ эффективности применения различных материалов для обеспечения тепловой защиты и заданного уровня максимальных температур при длительных временах движения в широком диапазоне изменения чисел Маха, Рейнольдса и различных углов атаки.

Алгоритм численного решения краевой задачи в сопряжённой постановке состоял из следующих этапов: 1) из системы уравнений Эйлера определялись поля характеристик в ударном слое; 2) по распределению давления вдоль поверхности тела отыскивались значения скорости и энтальпии на внешней границе пограничного слоя; 3) для заданного распределения температуры поверхности тела рассчитывалась система уравнений пространственного пограничного слоя, определялись тепловые потоки к телу и коэффициент теплообмена; 4) при граничных условиях 3-го рода с определённым на предыдущем этапе значением коэффициента теплообмена определялось поле температур в теле и температура поверхности в следующий момент времени, после чего осуществлялся переход к этапу 3; 5) этапы 3, 4 повторялись до достижения стационарных значений температурного поля в теле.

Для начальных изотермических условий на поверхности модели – затупленного по сфере конуса, отвечающих продувкам в аэродинамической трубе, были проведены сравнения с опорными экспериментальными данными работ [4–7], которые показали удовлетворительное согласование с результатами расчетов.

При проведении расчетов была прослежена эволюция температурного поля тела вплоть до выхода на стационарный режим протекания процесса. Расчеты проводились в широком диапазоне чисел Маха (4–10), Рейнольдса (до $1.3\cdot10^7$ в турбулентном режиме), температуры торможения (500–3000 K), углов атаки до 10º. Обтекаемое тело представляло собой сферически затупленный конус, коническая часть тела представляла собой оболочку постоянной толщины. Геометрические параметры и теплофизические характеристики материалов приведены в [2, 3, 8].

Для ламинарного режима течения на рис. 1 показаны распределения температуры поверхности тела, выполненного из различных материалов, при углах атаки 0º (рис. 1, *а*) и 10º (рис. 1, *б*); на рис. 1, *б* результаты даны в плоскости симметрии течения.

Распределение температуры поверхности тела при обтекании под нулевым углом атаки для турбулентного режима течения приведено на рис. 2.

Для условий длительных времен полета рисунки демонстрируют снижение уровня максимальных температур за счет выбора высокотеплопроводного материала тела. Кроме того, расчеты показывают, что на нестационарном участке использование высокотеплопроводных материалов вместо менее теплопроводных может значительно повышать эффективность снижения максимальной температуры тела по отношению к стационарным условиям процесса. Это обусловлено увеличением времени выхода на стационарный режим.

Основными определяющими параметрами задачи являются критерий сопряженности S, параметр π_σ, характеризующий интенсивность переизлучения поверхности, и число Рейнольдса:

$$S = \frac{\lambda_s}{\sqrt{\rho_{e0}\mu_{e0}V_m R_N}}\frac{T_{e0}}{h_{e0}}, \quad \pi_\sigma = \frac{\varepsilon\sigma T_{e0}^4\sqrt{R_N}}{h_{e0}\sqrt{\rho_{e0}\mu_{e0}V_m}}, \quad \mathrm{Re} = \frac{\rho_{e0}V_m R_N}{\mu_{e0}}.$$

Результаты стационарного решения были обработаны в критериальной форме в виде зависимости величины

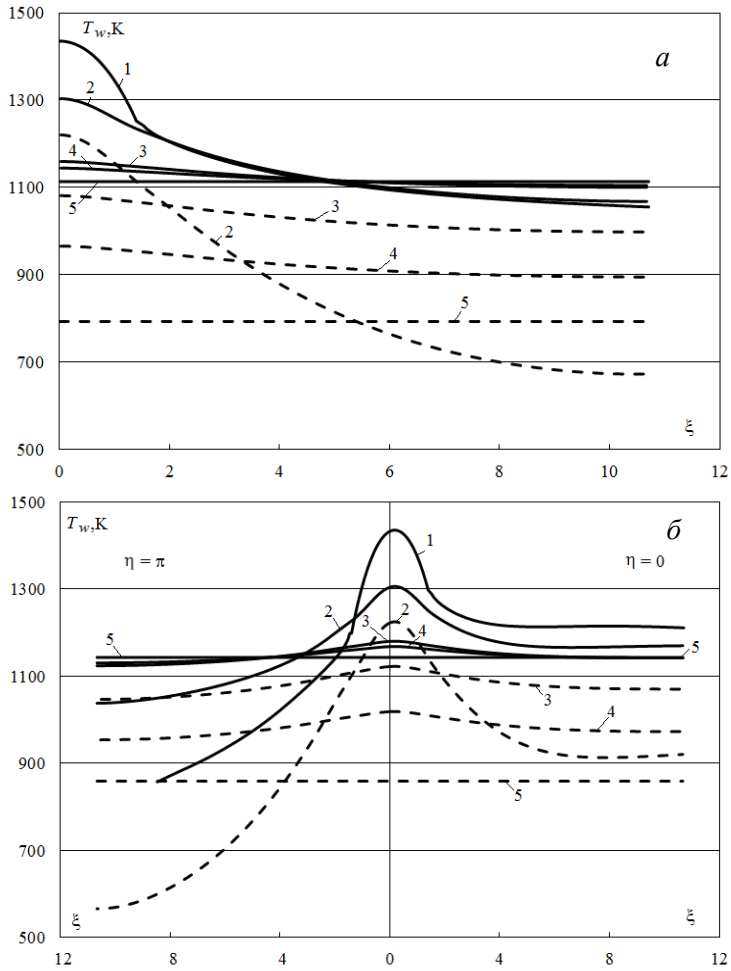


Рис. 1. Распределение температуры по поверхности тела, обтекаемого под углами атаки α = 0° (*а*), α = 10° (*б*): 1 – радиационно-равновесная температура, 2 – сталь, 3 – алюминиевый сплав, 4 – медь, 5 – материал с бесконечной теплопроводностью. Сплошные линии – стационарные значения, штриховые – в момент времени t = 20 с. Число Маха 6.1, температура торможения 1500 K, угол полураствора конуса 10°, радиус затупления 0.004 м

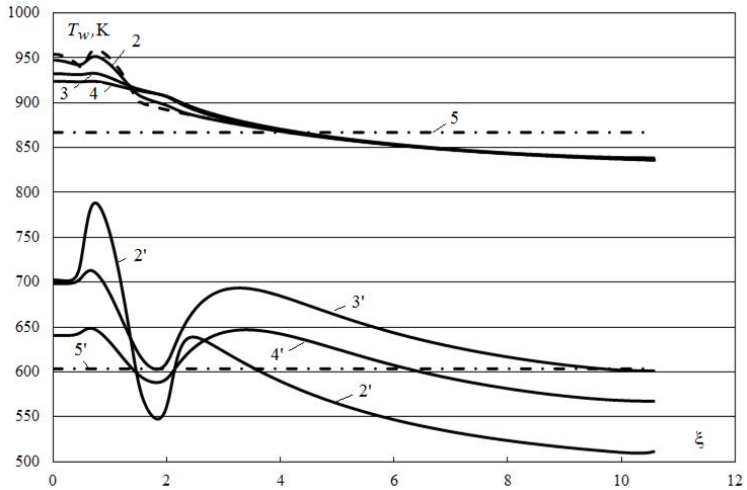


Рис. 2 Распределение температуры вдоль поверхности тела. Кривые 2′–5′ соответствуют времени t = 100 с, 2–5 – стационарному решению. 2,2′ – сталь, 3,3′ – алюминиевый сплав, 4,4′ – медь, 5, 5′– материал с бесконечной теплопроводностью, штриховая линия соответствует радиационно-равновесной температуре. Число Маха 6, число Рейнольдса $0.61 \cdot 10^7$, температура торможения 1000 K, радиус затупления 0.1 м, угол полураствора конуса 5°

$$\varphi_{st} = \frac{\theta_{w0r} - \theta_{w0}}{\theta_{w0r} - \theta_{w0}(\lambda_s \to \infty)}$$

от определяющих параметров. Здесь θ_{w0r} – безразмерная радиационно-равновесная температура в критической точке, $\theta_{w0}(\lambda_s \to \infty)$ – стационарное значение безразмерной температуры для тела с бесконечной теплопроводностью.

Полученные критериальные зависимости при известных температурах поверхности в предельных случаях позволяют простым образом определить максимальное значение стационарной температуры тела. Аналогичную зависимость можно ввести и для нестационарного режима.

Такие упрощенные подходы, в том числе для нестационарных условий, основанные на стационарных решениях и хорошо изученных предельных случаях малых и бесконечно больших значений коэффициента теплопроводности материала тела, позволяют определить температурные режимы во всем диапазоне теплофизических характеристик.

Таким образом, в широком диапазоне определяющих критериев задачи, связанных с параметрами торможения, геометрией и теплофизическими характеристиками материала обтекаемого тела, показана возможность управления нестационарными температурными режимами и уровнем максимальных температур тела. Одновременно проведенные исследования показывают, что для достижения этой цели является перспективным использование комбинации высокотемпературных материалов на затуплении и высокотеплопроводных – на конической части тела.

Обозначения

T_{e0}, h_{e0} – температура и энтальпия торможения набегающего потока; T – температура; θ – безразмерная температура, отнесенная к T_{e0}; ρ, μ – плотность и вязкость газа в пограничном слое, $V_m = \sqrt{2h_{e0}}$; R_N – радиус затупления; λ_s – коэффициент теплопроводности тела, ε – степень черноты поверхности; σ – постоянная Стефана–Больцмана; ξ – длина дуги образующей поверхности тела, отнесенная к R_N; η – окружная координата в цилиндрической системе координат. Индексы: e – внешняя граница пограничного слоя; r – условия радиационного равновесия, 0 – точка торможения, st – стационарные значения; w – поверхность тела.

Литература

1. Гешеле В. Д., Полежаев Ю. В., Раскатов И. П., Стоник О. Г., Габбасова Г. В. Возможности повышения скорости полета гиперзвуковых летательных аппаратов // ТВТ. 2013. Т. 51, № 5. С. 798.

2. Зинченко В. И., Гольдин В. Д. Исследование температурного режима затупленных по сфере конусов в сверхзвуковом потоке при решении нестационарной сопряжённой задачи теплообмена // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 1.

3. Зинченко В. И., Гольдин В. Д. Исследование нестационарной сопряжённой задачи теплообмена при обтекании тел сверхзвуковыми потоками в широком диапазоне чисел Рейнольдса // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 5.

4. Бражко В. Н., Ваганов А. В., Ковалёва Н. А., Колина Н. П., Липатов И. И. Экспериментальные и расчётные исследования перехода в пограничном слое на затупленных конусах при сверхзвуковом обтекании // Ученые записки ЦАГИ. 2009. Т. 40, № 3. С. 21–27.

5. Уидхопф Дж. Ф., Холл Р. Измерение теплопередачи на затупленном конусе под углом атаки при переходном и турбулентном режимах течения // Ракетная техника и космонавтика. 1972. Т. 10, №10. С. 71–79.

6. Cleary J. W. Effects of angle of attack and nose bluntness on the hypersonic flow over cones // AIAA Paper. 1966. No. 66–414.

7. Cleary J. W. Effects of Angle of Attack and Bluntness on Laminar Heating-Rate Distributions of a 15° Cone at a Mach Number of 10.6. NASA TN D-5450. 1969.

8. Физические величины: справочник / Под. ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

УДК 536.24.02

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В МЕТОДЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН

А. Д. Ивлиев[1], А. А. Куриченко[2], М. Ю. Черноскутов[1], В. В. Мешков[1]

[1]ФГАОУ ВО «Российский государственный профессионально-педагогический университет», г. Екатеринбург, Россия

[2]ФГБОУ ВО «Уральский государственный горный университет», г. Екатеринбург, Россия

ad_i48@mail.ru

При решении ряда теплофизических задач в исследуемых телах (образцах) возникают режимы, которые принято называть температурными волнами [1–3]. В этом режиме колебания температуры, возникшие в одной части образца, распространяются к другим частям. Данный процесс сопровождается энергетическим обменом рассматриваемого образца с окружающей средой, вследствие чего параметры температурной волны становятся функциями многих переменных. Имея в виду область высоких температур, отметим, что теплообмен с окружающей средой обычно осуществляется за счет конвективного механизма и теплового излучения. Возникающая многопараметрическая задача, как правило, решена быть не может. Привлечение дополнительных сведений, например, о коэффициенте излучения исследуемого вещества, как правило, оказывается весьма неточным, вследствие чего возрастает погрешность полученных решений.

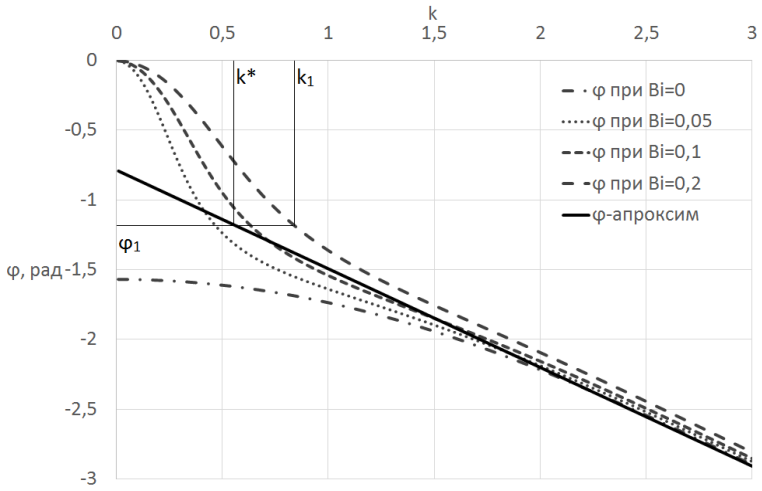
Однако режим температурных волн позволяет создать условия, при которых влияние теплообмена образца с окружающей средой может быть сделано сколь угодно малым [2]. Рассмотрим для простоты соответствующую одномерную задачу. Допустим, на одну из поверхностей плоской бесконечной пластины воздействует модулированный по амплитуде тепловой поток

$$q(t) = \bar{q} + \Delta q(t),$$

где $\bar{q}$ – постоянная и $\Delta q(t)$ – переменная (периодическая) составляющие плотности теплового потока, t – время. С поверхностей пластины по законам конвективного и радиационного переноса происходит теплообмен с окружающей средой. Будем считать, что периодическая составляющая $\Delta q(t)$ изменяется по гармоническому закону. Тогда при линеаризации граничных условий и уравнения теплопроводности получим, что в пластине возникнет гармоническая температурная волна, распространяющаяся ко второй поверхности. Условие линеаризации – малость амплитуды колебаний температуры по сравнению со средней температурой пластины.

Расчет показывает, что в квазистационарном режиме сдвиг фазы колебаний температуры второй поверхности пластины по отношению к фазе колебаний теплового потока может

быть представлен как функция трех чисел подобия: k, Bi_1 и Bi_2, где k^2 = Pd, Pd – число Предводителева [1], Bi_1, Bi_2 – числа Био [1], характеризующие радиационно-конвективный теплообмен, осуществляющийся с первой и второй поверхностей пластины. В первом приближении можно считать задачу симметричной, т. е. $Bi_1 = Bi_2 = Bi$. Тогда φ становится функцией двух чисел подобия k и Bi. В этом случае результат можно изобразить в виде простого графика и проанализировать. На рисунке показано семейство зависимостей φ(k) для нескольких значений чисел Био.



Зависимость сдвига фазы φ колебаний температуры второй поверхности пластины по отношению к фазе колебаний теплового потока, воздействующего на первую поверхность пластины, от числа подобия k для нескольких значений чисел Био.

При малых числах k семейство кривых, представленное на рисунке, обнаруживает значительную зависимость от величин чисел Био. Однако по мере роста k представленные зависимости группируются вблизи линии, аппроксимируемой полиномом [4, 5]

$$\varphi = -\left(\frac{\pi}{4} + \frac{k}{\sqrt{2}}\right) \tag{1}$$

(эта зависимость показана сплошной прямой). Данный результат очень важен, потому что свидетельствует о практической независимости величины рассматриваемого фазового сдвига от теплообмена с поверхностей пластины. Иными словами, по мере роста параметра k сдвиг фазы становится функцией только этого параметра и не зависит от величин чисел Био.

Физически данный результат понятен. Число подобия $k = (\omega/a)^{1/2} l$, где ω – круговая частота температурной волны, a – температуропроводность материала пластины, l – толщина пластины. Увеличение k связано с увеличением частоты температурной волны. Рост частоты приводит к уменьшению длины волны и увеличению градиента температуры в пластине. Рост градиента приводит к увеличению доли теплового потока, поглощенного пластиной, а доля теплового потока, излученного в окружающую среду, снижается [2]. Таким образом, используя режим температурных волн, следует выбирать такой диапазон значений k, при котором практически теряется зависимость сдвига фазы волны φ от параметров внешнего радиационно-конвективного теплообмена. Это является основой для точного описания процесса, не связанного с необходимостью определения трудно оцениваемых параметров внешнего теплообмена.

Рассмотренная выше одномерная модель имеет достаточно общее значение. Действительно, как показывает соответствующий анализ, двухмерная задача (воздействие теплового потока на поверхность плоского диска) приводит к качественно такому же результату [5, 6]:

по мере роста частоты температурной волны теряют свою значимость параметры внешнего теплообмена.

Режим температурных волн используется, например, при проведении измерений температуропроводности [4]. Эффективное использование данного метода возникает в тех случаях, когда все значимые параметры могут быть измерены в процессе эксперимента. В данном случае измерена может быть величина фазового запаздывания φ, а параметры радиационно-конвективный теплообмена не могут быть оценены точно. Поэтому создание режима, при котором роль внешнего теплообмена несущественна, важно для проведения точных измерений. Возникновение данного режима можно проконтролировать [7]. Допустим, теплообмен с поверхностей образца характеризуется значением Bi = 0,2, однако, это значение заранее неизвестно. При некоторой частоте волны по результату измерения φ на основании аппроксимации (1) рассчитывается значение параметра k, которое равно k^* (см. рисунок), хотя истинное (реальное) значение должно быть равно k_1. Это приведет к завышенному расчетному значению a. Повысив частоту волны, мы будем передвигаться вправо по шкале k и получать меньшие различия истинной и расчетной температуропроводностей. Наконец, при достаточно больших частотах величина температуропроводности перестанет зависеть от частоты волны, т. е. от k. Это и есть режим температурных волн, при котором внешний теплообмен образца стал несущественным.

Таким образом, режим температурных волн обладает важной особенностью: при достаточно высоких частотах волн доля радиационно-конвективного теплообмена может быть сделана малой, вследствие чего процесс распространения перестает зависеть от параметров теплообмена.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов 11-08-00275 и 14-08-00228.

Литература

1. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 599 с.

2. Филиппов Л. П. Измерение теплофизических свойств веществ методом периодического нагрева. М.: Энергоатомиздат, 1984. – 104 с.

3. Краев О. А., Стельмах А. А. Температуропроводность и теплопроводность металлов при высоких температурах // Исследования при высоких температурах. Новосибирск: Наука, 1966. С. 55–74.

4. Ивлиев А. Д. Метод температурных волн в теплофизических исследованиях // ТВТ. 2009. Т. 47, № 5. С. 771–792.

5. Морилов В. В., Ивлиев А. Д., Поздеев А. Н. Плоский образец в методе периодического нагрева. Измерение теплоемкости // ИФЖ. 1990. Т. 59, № 2. С. 266–269.

6. Морилов В. В., Ивлиев А. Д., Поздеев А. Н. Измерение коэффициента температуропроводности материалов // ИФЖ. 1993. Т. 64, № 1. С. 73–74.

7. Черноскутов, М. Ю., Ивлиев А. Д., Мешков В. В. Экспериментальная оценка степени адиабатичности образца при измерении температуропроводности методом температурных волн // ТВТ. 2017. Т. 55, № 4. С. 634–637.

УДК 533.924

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ НА МАТЕРИАЛЫ

Р. С. Кудактин, В. М. Асташинский

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Методы высокоэнергетического воздействия на материалы широко используют для получения новых неравновесных наноструктурированных состояний вещества в поверхностных слоях материала. Среди наиболее распространенных методов можно выделить лазерное облучение, воздействие мощными ионными пучками, воздействие сильноточными электронными пучками, быстрый термический отжиг, воздействие плазмой, а также радиационное облучение и ионную имплантацию [1–8].

Среди известных методов высокоэнергетического воздействия компрессионные плазменные потоки (КПП) обеспечивают при модификации мишени теплофизические и энергетические условия, недоступные другим методам воздействия [9]. Так, независимо от вязкости и температуры плавления, поверхностный слой материала толщиной до 10 мкм плавится и конвективно перемешивается под действием динамического напора плазменного потока, который оказывает на мишень давление в несколько десятков атмосфер, что обеспечивает равномерное перераспределение компонентов по всей глубине плавления. Так как суммарная энергия частиц плазмы, включая кинетическую энергию направленного движения и тепловую энергию, не превышает нескольких десятков электронвольт, плазма не вызывает радиационные дефектов, а передача энергии мишени происходит через поверхность.

Ранее, применив КПП, удалось получить многочисленные практически значимые результаты, включая упрочнение сталей и сплавов, в том числе твердых и титановых, получение новых структурно-фазовых состояний, в том числе силицидных, интерметаллидных, пересыщенных твердых растворов, азотирование поверхности металлов, создание фотовольтаических структур на основе монокристаллического кремния и др. [9–15]. Однако, несмотря на полученные результаты, вопрос об изменении температурных полей в мишени, о времени существования расплава, а также времени и скорости охлаждения мишени оставался открытым. В настоящей работе рассчитываются и апробируются экспериментально температурные поля в мишени под воздействием КПП.

Для расчета температурных полей будем использовать одномерную модель теплопереноса с граничными условиями второго рода (постоянный поток тепловой энергии на поверхности мишени) на основе задачи Стефана:

$$\rho\frac{\partial H}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x}-\rho v H\right)=0, \tag{1}$$

$$T_{t=0}=298\ \text{К}, \tag{2}$$

$$H_{t=0}=H(298.15), \tag{3}$$

$$W=\text{const}, \tag{4}$$

где ρ – плотность вещества мишени, кг/м^3, λ – её теплопроводность, зависящая от температуры, Вт/(м·К), H – её удельная энтальпия, Дж/кг.

Конвективный член в уравнении (1) возникает вследствие того, что мы рассматриваем мишень в каждый момент времени в системе отсчета, в которой фронт испарения находится в состоянии покоя. Модель (1)–(4) учитывает фазовые переходы первого рода, включая испарение и плавление.

Рассмотрим динамику нагрева мишени в зависимости от плотности мощности воздействия КПП (рис. 1), а также рассчитанное на её основе изменение во времени глубины плавления мишени. Как видно из рисунка, при воздействии КПП можно выделить три типичных режима: без плавления, без испарения и с испарением. За время воздействия КПП 100 мкс температура мишени при максимальных режимах практически мгновенно достигает температуры кипения и начинается интенсивное испарение материала. При этом температурный профиль приближается к стационарному. Градиент температуры тем выше, чем мощнее воздействие и достигает $40 \cdot 10^7$ К/м. При режимах только с плавлением градиент температуры в три раза меньше. Скорость нагрева варьируется в пределах 10^7–10^8 К/с и уменьшается по мере воздействия.

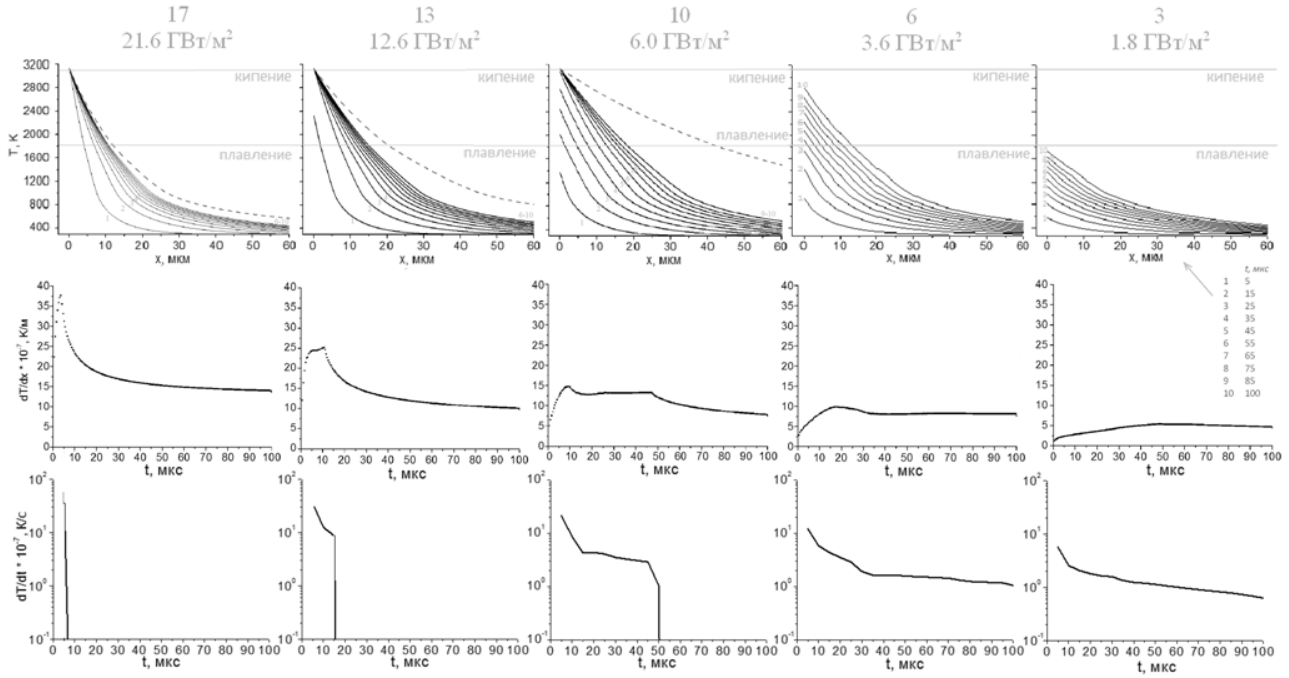


Рис. 1. Изменение температуры железного стержня во времени (верхний ряд); градиента температуры вблизи его поверхности (средний ряд); скорости нагрева его поверхности (нижний ряд)

Из рис. 1 видно, что при режимах, при которых испарение наступает не мгновенно, увеличение времени воздействия приведет к увеличению глубины плавления (температурный профиль при этом будет приближаться к стационарному). Тогда как при режимах, где температурный профиль близок к стационарному, увеличение мощности или длительности воздействия не приведет к изменению глубины плавления, но только к количеству испаренного вещества.

Из рис. 2 видно, что для большинства режимов воздействия плавление прекращается в течение 10 мкс после распада плазменной струи. Время охлаждения и кристаллизации существенно зависит от мощности воздействия. Чем меньше время кристаллизации, тем более неравновесными оказываются образующиеся структуры. При определенных режимах воздействия (для железа около 6 ГВт/м^2) время кристаллизации оказывается в три раза большим по сравнению со случаем, где наблюдают температурный профиль, близкий к стационарному. Поэтому если стоит цель сформировать модифицированный слой со структурой, близкой к равновесной, то следует применять режимы с большим временем охлаждения и кристалли-

зации. Если необходимо формировать неравновесные структуры, например, обладающие наноструктурными особенностями, то больше подходят режимы с малым временем кристаллизации.

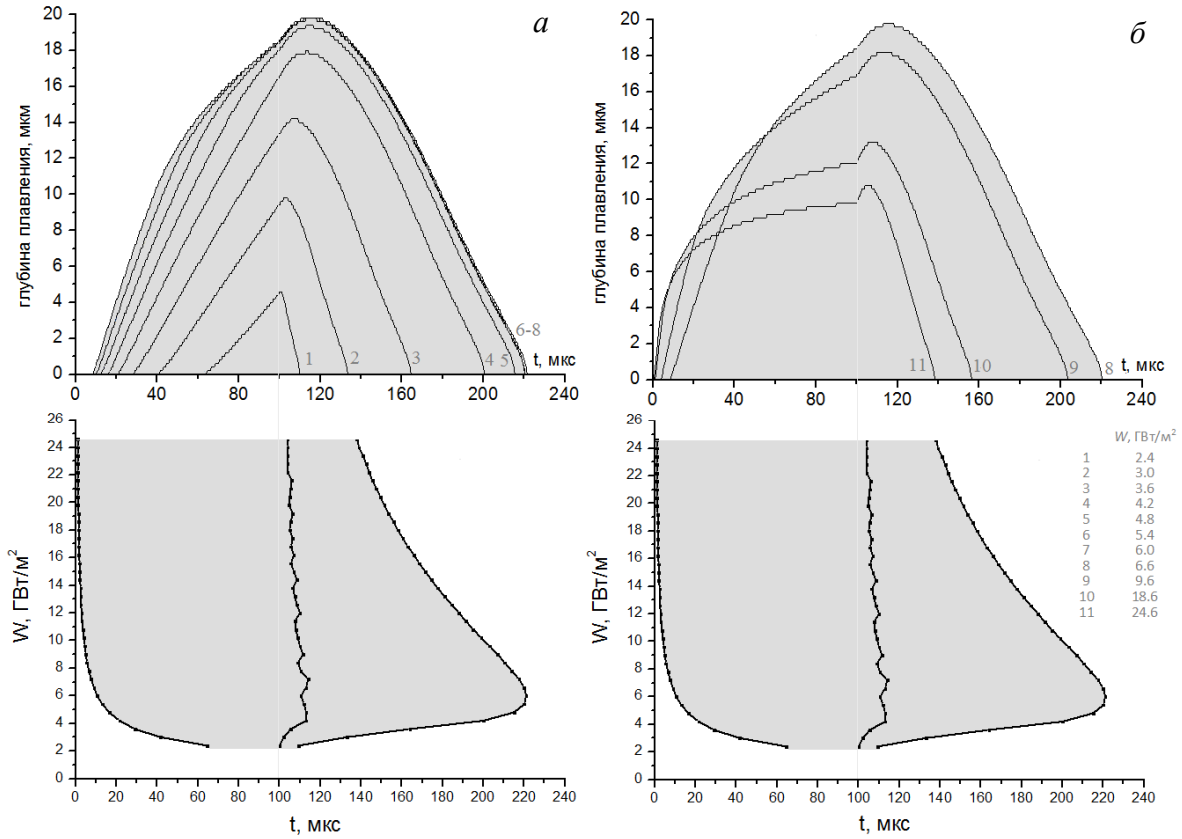


Рис. 2. Изменение глубины плавления железного стержня во времени (верхний ряд): *а* – при плотности мощности воздействия 6.6 ГВт/м^2 и менее; *б* – при плотности мощности воздействия 6.6 ГВт/м^2 и более. Нижний ряд: левая кривая на рисунке указывает время начала плавления, правая кривая – время окончания кристаллизации, средняя кривая – момент времени, при котором глубина плавления максимальна

В работе [15] удалось измерить время существования расплава кремния – около 80 мкс при мощности воздействия 3 ГВт/м^2. Время, рассчитанное согласно модели, составило 87 мкс, что подтверждает хорошее приближение модели к эксперименту. Отличие расчетных и экспериментальных данных обусловлено наличием конвекции, которая более выражена для режимов высокой мощности воздействия (свыше 7–8 ГВт/м^2), когда давление плазменного потока составляет несколько десятков атмосфер.

Таким образом, экспериментально апробированная модель теплопереноса при воздействии КПП на материалы, основанная на задаче Стефана, показала, что при воздействии компрессионных плазменных потоков на материалы возможны три энергетических режима: без плавления, с плавлением, с испарением. Режим с испарением эффективен при получении неравновесных структурно-фазовых состояний, тогда как режим с плавлением, но без испарения, эффективен при получении ультраглубоких слоев равновесного состава.

Литература

1. Ivanov Yu. F., Krysina O. V., Petrikova E. A., Teresov A. D., Shugurov V. V., Tolkachev O. S. Complex electron-ion plasma treatment of titanium: methods, structure, properties // High Temperature Material Processes. 2017. Vol. 21, iss. 1. P. 53–64.

2. Uglov V. V., Kudaktsin R. S., Petukhou Yu. A., Kvasov N. T., Punko A. V., Astashynski V. M., Kuzmitski A. M. Mass- and heat transfer in "metal layer – silicon substrate" system under the action of compression plasma flows // Applied Surface Science. 2012. Vol. 258, No. 12. P. 7377–7383.

3. Риссел Х., Руге И. Ионная имплантация. М.: Наука, 1983. – 359 с.

4. Вейко В. П. Технологические лазеры и лазерное излучение. Санкт-Петербург: ИТМО, 2007. – 52 с.

5. Meng F., Li Z., Liu X. Synthesis of tantalum thin films on titanium by plasma immersion ion implantation and deposition // Surface and Coatings Technology. 2013. Vol. 229. P. 205–209.

6. Геринг Г. И., Ковивчак В. С., Панова Т. К. Изменение структурных состояний (α+β)-титановых сплавов под действием мощных ионных пучков // Физика и химия обработки материалов. 1996. №1. С. 10–14.

7. Pozo-Antonio J. S., et al. Effectiveness of chemical, mechanical and laser cleaning methods of sulphated black crusts developed on granite // Construction and Building Materials. 2016. Vol. 112. P. 682–690.

8. Earl C., et al. The dynamics of laser surface modification // J. of Manufacturing Processes. 2016. Vol. 21. P. 214–223.

9. Astashynski V. M., Ananin S. I., Askerko V. V., Kostyukevich E. A., Kuzmitski A. M., Uglov V. V., Anishchik V. M., Astashynski V. V., Kvasov N. T., Danilyuk L. A. Materials surface modification using quasi-stationary plasma accelerators // Surface and Coating Technology. 2004. Vol. 180–181C. P. 392–395.

10. Astashynski V. M., Ananin S. I., Kostyukevich E. A., Kuzmitski A. M., Uglov V. V., Anishchik V. M., Cherenda N. N., Stalmashonak A. K., Sveshnikov Yu. V., Kvasov N. T., Danilyuk A. L. and Punko A. V. Comprehensive modification of semiconductors and metals providing new structural features of surface layers subjected to compression plasma flows // High Temperature Material Processes. 2007. Vol. 11, No. 4. P. 536–548.

11. Асташинский В. М., Углов В. В., Черенда Н. Н., Шиманский В. И. Структурно-фазовая модификация титана при воздействии компрессионными плазменными потоками // Минск: Беларус. навука, 2016. – 179 с.

12. Углов В. В. и др. Формирование субмикронных цилиндрических структур при воздействии на поверхность кремния компрессионным плазменным потоком // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74, вып. 4. С. 234–236.

13. Sari A. H., Astashynski V. M., Kostyukevich E. A., Uglov V. V., Cherenda N. N. Alloying of austenitic steel surface with zirconium using nitrogen compression plasma flow // Vacuum. 2015 (May). Vol. 115. P. 39–45.

14. Черенда Н. Н. и др. Азотирование поверхностного слоя стали и титана компрессионными плазменными потоками // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2012. № 4. С. 35–42.

15. Astashynski V., Ananin S., Kostyukevich E., Fedzechkina T., Zhvavy S., Garkusha I., Solyakov D. Dynamics of molten layer on the surface of silicon wafer exposed to compression plasma flow // High Temperature Material Processes. 2013. Vol. 17, iss. 2-3. P. 137–144.

УДК 536. 2 (075)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ПЛАЗМЕ С УЧЁТОМ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ

И. В. Кудинов, А. В. Еремин, В. А. Кудинов, К. В. Трубицын

Самарский государственный технический университет, г. Самара, Россия

Известно, что плазма в зависимости от плотности электронов представляет рассеивающую среду для электромагнитных волн. Используя точное аналитическое решение уравнения распространения электромагнитных волн, можно определить плазменную частоту, плотность электронов, дебаевский радиус и временно́й масштаб декомпенсации плазмы. Уравнение распространения электромагнитных волн в плазме совпадает с релятивистским уравнением Клейна–Гордона–Фока. Для волны, в которой составляющая E_y, перпендикулярная оси z, распространяется в канале шириной δ по оси x, это уравнение имеет вид [1–4]

$$\frac{\partial^2\Theta(\xi,\mathrm{Fo})}{\partial\xi^2}-\frac{\partial^2\Theta(\xi,\mathrm{Fo})}{\partial\mathrm{Fo}^2}-\mathrm{Fo}_r\Theta(\xi,\mathrm{Fo})=0;\quad(\mathrm{Fo}>0;\quad 0<\xi<1). \tag{1}$$

Найдем решение уравнения (1) при следующих краевых условиях

$$\Theta(\xi,0)=1;\quad \partial\Theta(\xi,0)/\partial\mathrm{Fo}=0;\quad \Theta(0,\mathrm{Fo})=\Theta(1,\mathrm{Fo})=0, \tag{2}$$

где $\Theta=E_y/E_0$; $\xi=x/\delta$; $\mathrm{Fo}=ct/\delta$; $\mathrm{Fo}_r=\omega_p^2\delta^2/c^2$; Θ, ξ – соответственно безразмерные напряжённость электромагнитного поля (волновая функция), координата; Fo_r – безразмерный комплекс; E_y – напряжённость электромагнитного поля; x – координата; t – время; c – скорость света в вакууме; $\omega_p=\sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$ – плазменная частота; E_0 = const – начальная величина E_y; n_e – плотность электронов в плазме; e – заряд электрона; m_e – масса электрона.

Точное аналитическое решение задачи (1), (2), найденное методом разделения переменных, имеет вид

$$\Theta(\xi,\mathrm{Fo})=\sum_{k=1}^{\infty}-\frac{4(-1)^{k+1}}{Ar\pi}\cos(\mu_k\mathrm{Fo})\cos\left(r\frac{\pi}{2}(1-2\xi)\right),\quad(r=2k-1), \tag{3}$$

где $\mu_k^2=r^2\pi^2+\mathrm{Fo}_r$; $A=\sqrt{2}$ – некоторая постоянная.

В решении (3) плотность электронов n_e содержится в соотношении для μ_k. Для нахождения зависимости плотности электронов от распределения волновой функции необходимо найти условия, при которых электромагнитная волна распространяется в плазме, то есть не отражается полностью. Исходя из условий полного отражения (отсечки электромагнитной волны), фиксируемого экспериментально, находятся плазменная частота и плотность электронов в плазме. Условия полного отражения можно определить из соотношения для диэлектрической постоянной плазмы $\varepsilon=1-\omega_p^2/\omega_1^2$ (где ω_1 − частота колебаний электромагнитной волны), из которого следует, что полное отражение волны будет наблюдаться для всех $\omega_p>\omega_1$. Плотность электронов определяется по частоте, при которой распространение электромагнитной волны из-за отражения полностью прекращается. Так как плазменная частота ω_p зависит от плотности электронов, то, следовательно, для волн с частотой $\omega_1>\omega_p$ от нее будет зависеть и диэлектрическая постоянная плазмы. Из соотношения для диэлектрической по-

стоянной следует, что электромагнитная волна распространяется лишь при положительных значениях ε [1].

Приведенная выше формула для ω_p позволяет рассчитывать распространение электромагнитных волн в плазме, варьируя параметром Fo_r. Результаты расчётов по формуле (3) для Fo_r = 75 000 даны на рис. 1. Их анализ позволяет заключить, что в диапазоне 0 < Fo < 5 происходит формирование профиля электромагнитной волны. Анализ распределения волновой функции показывает, что плазма при прохождении электромагнитных волн представляет дисперсионную среду, т. е. фазовая скорость зависит от длины волны. Дисперсия в плазме обусловлена совместным влиянием собственных пространственных масштабов (внешним δ и внутренним r_D) и собственного временно́го масштаба декомпенсации плазмы τ.

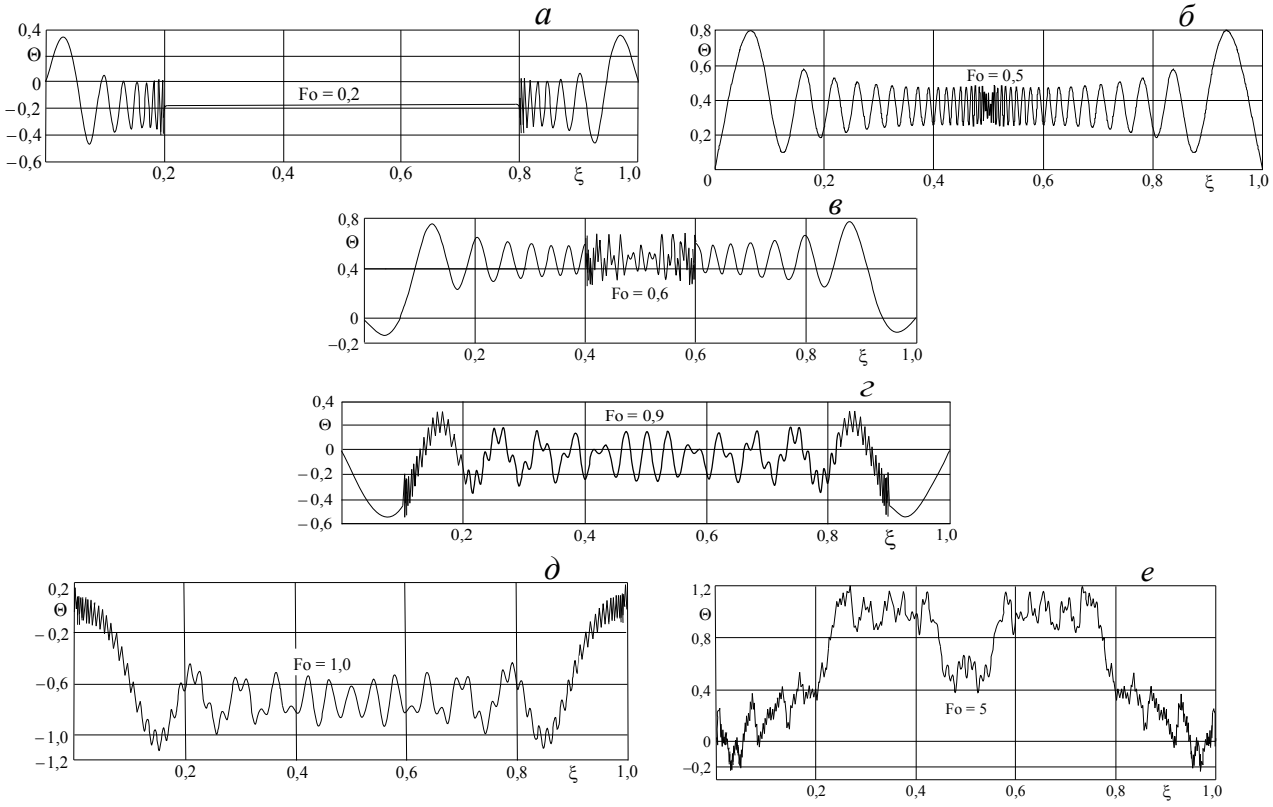


Рис. 1. Изменение функции $\Theta(\xi, \mathrm{Fo})$. n = 100 000 (n – число членов ряда (3))

На рис. 2 даны результаты расчётов для ξ = 0,1 в диапазоне 10 ≤ Fo ≤ 11 (*а*) и 10 ≤ Fo ≤ ≤ 200 (*б*).

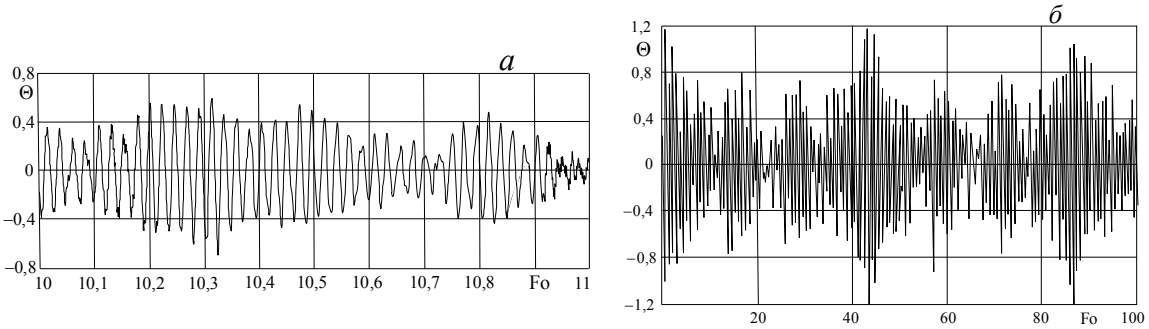


Рис. 2. Изменение волновой функции в точке $\xi = 0{,}1$

В таблице приведены значения плотности электронов в плазме n_e, плазменной частоты ω_p, дебаевского радиуса r_D, и временно́го масштаба декомпенсации плазмы $\tau = \sqrt{m_e/(4\pi n e^2)}$

в зависимости от Fo_r. Концентрация электронов определялась по формуле для ω_p. Дебаевский радиус r_D находился при температуре плазмы $T = 3000$ К по формуле $r_D = \sqrt{\varepsilon_0 kT / e^2 n_e}$.

Параметры плазмы

Fo_r	1	10	100	10^3	10^4
n_e, 1/м^3	$7\cdot10^{18}$	$3\cdot10^{19}$	10^{20}	10^{21}	$0{,}8\cdot10^{22}$
ω_p, Гц	$1{,}5\cdot10^{11}$	$3\cdot10^{11}$	$6\cdot10^{11}$	$1{,}8\cdot10^{12}$	$5\cdot10^{12}$
r_D, м	$1{,}4\cdot10^{-6}$	$7\cdot10^{-7}$	$4\cdot10^{-7}$	10^{-7}	$4\cdot10^{-7}$
τ, с	$6{,}6\cdot10^{-12}$	$3{,}3\cdot10^{-12}$	$1{,}6\cdot10^{-12}$	$5{,}7\cdot10^{-12}$	$2\cdot10^{-12}$

Выполненные исследования показали, что канал (волновод), в котором распространяется плазма, ввиду его конечной ширины, является резонатором. Следовательно, после встречи в его центре двух фронтов высокочастотных колебаний, вследствие резонансных явлений, существуют лишь те волны, для которых соблюдаются условия резонанса, то есть в пространстве между стенками волновода укладывается целое число полуволн. Длины волн, отличные от резонансных, подавляются. Для дисперсионной среды, каковой является плазма, резонансные явления приводят к образованию квантовых фракталов [6, 7] (рис. 1, *е*).

Решение (3) допускает скачкообразное изменение функции $\Theta(\xi, \mathrm{Fo})$ (рис. 3, 4), что не может быть реализовано в реальных физических процессах колебаний [5]. С целью устранения её скачкообразного изменения запишем релаксированное уравнение Клейна–Гордона–Фока

$$\mathrm{Fo}_1 \frac{\partial^3 \Theta}{\partial \mathrm{Fo}^3} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \mathrm{Fo}^2} + \mathrm{Fo}_2 \frac{\partial \Theta}{\partial \mathrm{Fo}} + \mathrm{Fo}_r \Theta - \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} - \mathrm{Fo}_1 \frac{\partial^3 \Theta}{\partial \xi^2 \partial \mathrm{Fo}} = 0, \tag{4}$$

где $\mathrm{Fo}_1 = \tau c/\delta$, $\mathrm{Fo}_2 = \mathrm{Fo}_\gamma \mathrm{Fo}_r$, $\mathrm{Fo}_\gamma = \tau_1 c/\delta$ – безразмерные коэффициенты релаксации; τ – временной масштаб декомпенсации плазмы; τ_1 – коэффициент релаксации.

Уравнение (4) найдено с учётом скоростей изменения энергии и импульса в релятивистском соотношении

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2, \tag{5}$$

где E, p, m – соответственно энергия, импульс и масса частицы.

Учитывая скорости изменения E и p, дифференциальные операторы для них определялись в виде

$$\hat{E} + \tau \frac{\partial \hat{E}}{\partial t} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \tau \frac{\partial^3}{\partial t^3}; \tag{6}$$

$$\hat{p} + \tau \frac{\partial \hat{p}}{\partial x} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \tau \frac{\partial^3}{\partial x^2 \partial t}. \tag{7}$$

Уравнение (4) находилось подстановкой (6), (7) в (5). Начальные и граничные условия к уравнению (4) будут

$$\Theta(\xi,0) = 1; \quad \frac{\partial \Theta(\xi,0)}{\partial \mathrm{Fo}} = 0; \quad \frac{\partial^2 \Theta(\xi,0)}{\partial \mathrm{Fo}^2} = 0; \tag{8}$$

$$\Theta(0, \mathrm{Fo}) = \Theta(1, \mathrm{Fo}) = 0. \tag{9}$$

Точное аналитическое решение задачи (4), (8), (9) имеет вид

$$\Theta(\xi, \mathrm{Fo}) = \sum_{k=1}^{\infty} (C_{1k} \exp(z_{1k}\mathrm{Fo}) + C_{2k} \exp(z_{2k}\mathrm{Fo}) + C_{3k} \exp(z_{3k}\mathrm{Fo})) \cos\left(\frac{r\pi}{2}(1-2\xi)\right), \qquad (10)$$

где z_{1k}, z_{2k}, z_{3k} – корни характеристического уравнения; C_{1k}, C_{2k}, C_{3k} – константы интегрирования, определяемые из начальных условий (8); $r = 2k - 1$.

Результаты расчётов по формуле (10) приведены на рис. 3, 4. Их анализ позволяет заключить, что при неучёте релаксационных слагаемых ($\mathrm{Fo}_1 = 0$) наблюдается скачкообразное изменение искомой функции $\Theta(\xi, \mathrm{Fo})$ (см. рис. 1, 2). При $\mathrm{Fo}_1 \neq 0$ скачки сглаживаются (рис. 3), что связано с наличием смешанной производной в уравнении (4). Кроме того, электромагнитные колебания в плазме с учетом релаксационных явлений становятся затухающими (рис. 4). В работах [8, 9] показано, что затухание электромагнитных волн в плазме обусловлено резонансным взаимодействием электронов с самосогласованным полем волны. В уравнении (4) затухание связано с наличием третьего слагаемого и определяется величиной безразмерного коэффициента релаксации Fo_2.

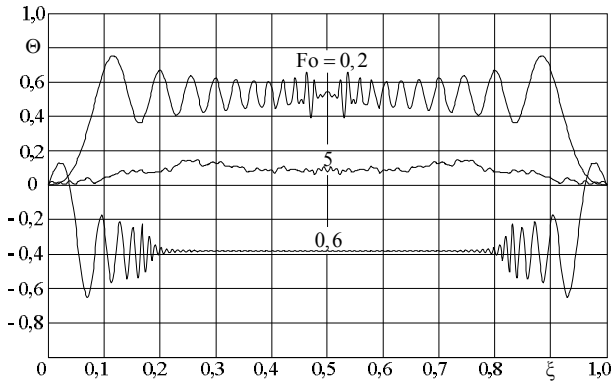


Рис. 3. Изменение волновой функции. Fo_r = 75 000; $\mathrm{Fo}_1 = 10^{-3}$; $\mathrm{Fo}_2 = 76$; $n = 1000$ – число членов ряда (10)

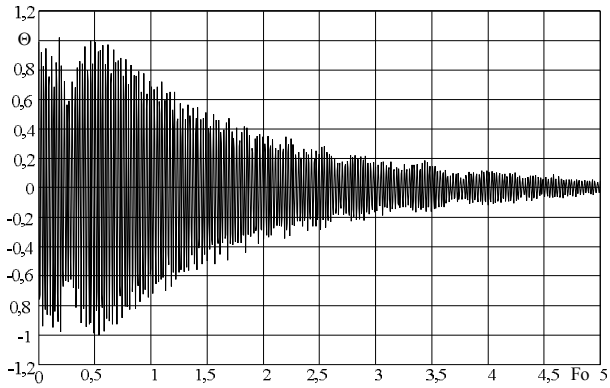


Рис. 4. Изменение волновой функции. $\xi = 0{,}1$; Fo_r = = 75 000; $\mathrm{Fo}_1 = 10^{-3}$; $\mathrm{Fo}_2 = 76$; $n = 1000$

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект 20-38-70021).

Литература

1. Пейн Г. Методы диагностики плазмы // Магнитогидродинамическое генерирование электроэнергии. М.: Мир, 1966. С. 85–129.

2. Типлер П. А., Ллуэллин Р. А. Современная физика. Т. 1. М.: Мир, 2007. – 496 с.

3. Паршаков А. Н. Физика линейных и нелинейных волновых процессов в избранных задачах. Электромагнитные и акустические волны. Долгопрудный: Изд. дом «Интеллект», 2014. – 144 с.

4. Ланда П. С. Нелинейные колебания и волны. М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2010. – 552 с.

5. Кудинов В. А., Кудинов И. В. Исследование теплопроводности с учетом конечной скорости распространения теплоты // ТВТ. 2013. Т. 51, № 2. С. 301–310.

6. Горохов А. В., Шайкин А. В. Квантовые фракталы // Теоретическая физика. 2002. № 3. С. 32–52.

7. Ketzmerick R. Fractal conductance in generic chaotic cavities // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P. 10841.

8. Власов А. А. Теория вибрационных свойств электронного газа и её приложения. М.: ЛЕНАНД, 2017. – 232 с.

9. Ландау Л. О колебаниях электронной плазмы // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. Вып. 7. С. 574–585.

УДК 536.4

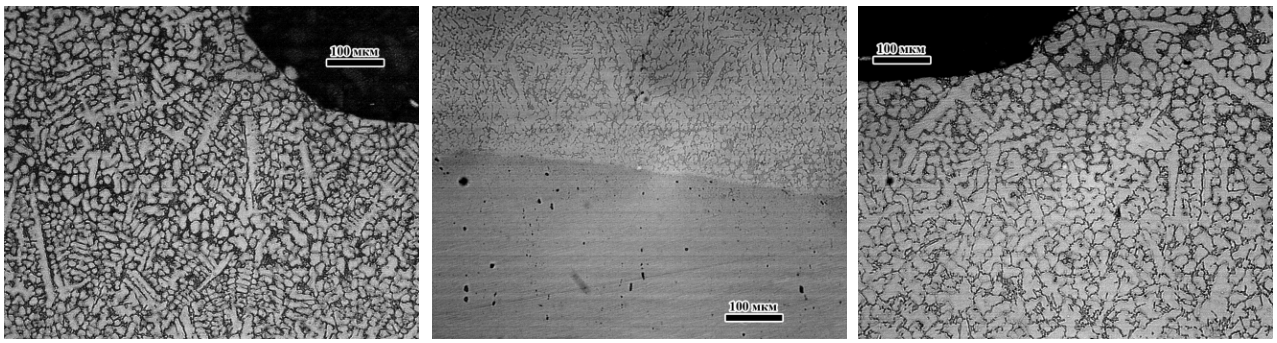
ДЕЙСТВИЕ ПЕРЕГРЕТОГО ПАРА НА ПЛАЗМЕННО-ПОРОШКОВУЮ НАПЛАВКУ

А. В. Кузнецов, Г. Г. Савенков

АО «Машиностроительный завод «Армалит», г. Санкт-Петербург, Россия

Для защиты от коррозии и износа ряда деталей запорной и запорно-регулирующей арматуры из нержавеющей стали 08Х18Н10Т наносится наплавка плазменно-порошковым методом. Присадочный материал (сплав ЦН-2) обеспечивает наплавленный металл 190К62Х29В5С2 (в соответствии с ГОСТ 33258-2015). Механические свойства наплавленного металла при нормальной температуре: типичная твердость в исходном состоянии – 45HRCэ.

При наплавке на плоскую холодную поверхность путем послойного термического осаждения был проведен ряд испытаний, в том числе – обработка перегретым паром при температуре T = 470 °С и давлении p = 0,67 МПа. В результате металлографических исследований было установлено, что наплавленный слой состоит из ориентированных дендритов у краев детали и мелкозернистой (~20 мкм или 7 балл по ГОСТ 5639-82) структуры металла на центральной подложке тарелки (рис. 1). Параметры дендритов указывают, что наплавка осуществлялась слоями. Например, верхний (последний) слой наплавки глубиной до 300 мкм состоит из кристаллов протяженностью до 200 мкм. В средних по глубине слоях дендриты мельче – до 50 мкм. Самые первые при нанесении наплавки слои толщиной до 50 мкм представлены равноосными частицами округлого вида диаметром до 10 мкм. Выявленные изменения в морфологии дендритов обусловлены условиями охлаждения получаемой композиции.



а *б* *в*

Рис. 1. Дендритная структура металла у краев тарелки (*а*, *в*) и мелкозернистое строение металла на подложке у центра (*б*)

Кроме того, визуальным осмотром установлено, что в тарелке клапана присутствует две взаимно перпендикулярные трещины (рис. 2). Одна трещина с наибольшим раскрытием в центре проходит через центр тарелки клапана. Вторая трещина раскрыта меньше и состоит из двух частей, смещенных относительно друг друга почти на 1 мм у местоположения центра детали. Факт наличия перпендикулярных трещин указывает на симметричное макронапряженно-деформированное состояние в материале. Разрыв траектории второй трещины у центра свидетельствует о развитии повреждения в течение некоторого времени. Поскольку такие трещины после наплавки и охлаждения образца отсутствовали, то можно предположить, что такие трещины образовались в процессе воздействия перегретого пара и последующего охлаждения. Учитывая, что температура пара была не столь высока для наплавленного сплава, то что же могло спровоцировать появление таких трещин?

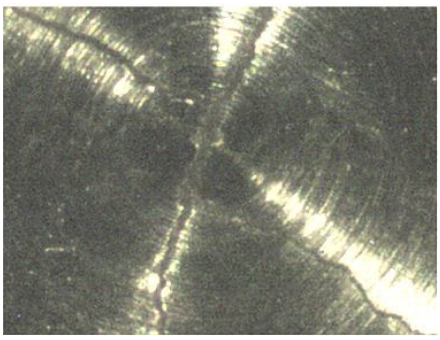


Рис. 2. Местоположение пересечения трещин в центре детали (×5)

На границе наплавки со стальной подложкой (рис. 3) выявлены редкие, но крупные (более 100 мкм) поры, указывающие на несовершенство использованной технологии нанесения наплавки. Наличие пор свидетельствует об актах несплавления металла, вызванное условиями теплообмена на холодной стальной платформе. Мелкие зернограничные неоднородности являются, как правило, источниками опасных локальных остаточных напряжений, способных инициировать образование и рост магистральных трещин.

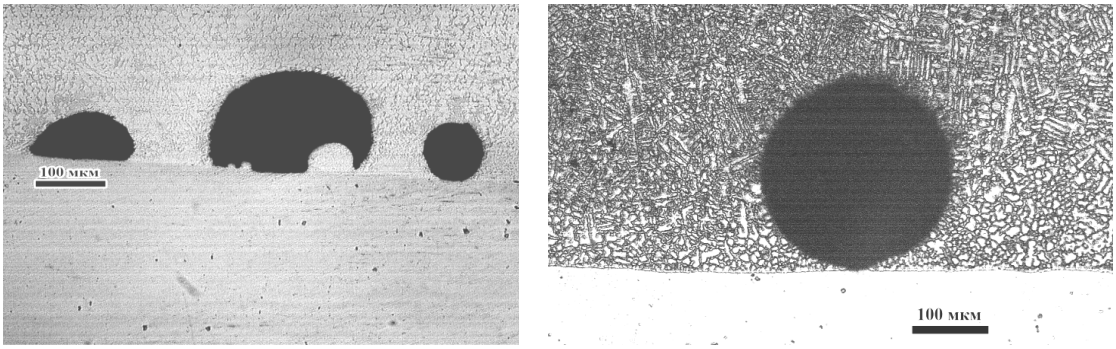
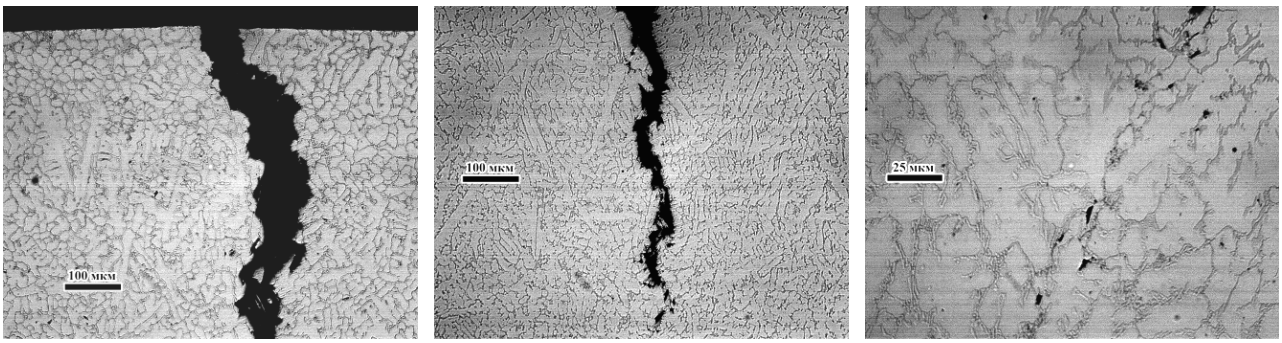


Рис. 3. Примеры характерных технологических дефектов на границе со стальной подложкой: поры разной морфологии

Зафиксировано, что трещина, рассеченная шлифом, практически пересекла тело наплавки (рис. 4, *б*). Раскрытие трещины осуществлялось волнообразно по границам и по телу зерен (рис. 4) преимущественно по «толщинным» порошковым слоям 200±50 мкм. Данный факт указывает на неоднородность нанесения порошковых наплавочных слоев. Волнообразный профиль указывает на периодичность нагрева наносимых слоев порошка наплавки и, как следствие, неоднородность температурного поля в процессе нанесения наплавки. Выявленный эффект мог привести к возникновению микроскопических температурных остаточных напряжений.



а *б* *в*

Рис. 4. Участки рассеченной трещины вдоль ее волнообразной траектории: на рабочей поверхности в конце нанесения (*а*), в середине (*б*) и вблизи стальной подложки (*в*)

Приведенные данные свидетельствуют о развитии трещин на этапе охлаждения детали. Раскрытие границ характерно для горячих трещин вследствие их недостаточной прочности, а деформация зерен типична для холодных трещин за счет остаточных напряжений.

Таким образом, можно полагать, что в исследуемом образце трещины раскрылись под действием остаточных напряжений. Напряжения возникли вследствие неоднородного температурного поля при достаточно быстром нагреве перегретым паром и последующем охлаждении центральной зоны тарелки.

Неоднородность температурного поля вызвана условиями теплового обмена между наносимыми порошковыми слоями и холодной стальной подложкой. Несовершенства технологии сплавления в виде пор и других неоднородностей могли спровоцировать деформацию наплавки, образование и рост трещин.

УДК 536.248

ВЛИЯНИЕ УЧЕТА ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ЧАСТИЧНОГО ОКИСЛЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ В ПЛАЗМЕННОМ РЕАКТОРЕ

А. И. Леончик, В. В. Савчин

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
ita1661@mail.ru, v.sauchyn@gmail.com

Введение. Переработка отходов в большинстве случаев – это сложный процесс, требующий комплексного подхода. Авторами предложена двухстадийная технология переработки отходов с преобладающей органической частью, которая не требует жесткой классификации и разделения материала отходов на группы. Следует отметить, что процессы переработки в установке достаточно сложны и их прямое наблюдение и исследование в большинстве случаев невозможно.

Для изучения и прогнозирования режимных параметров и продуктов реакций помимо экспериментальных исследований применяется численное моделирование. Однако моделирование подобного типа устройств – задача крайне сложная, так как необходимо учитывать большое количество факторов.

Численное моделирование плазменных реакторов уже достаточно широко описано в литературе. Например, моделирование распространения плазменной струи в реакторе и смешивание ее с различными газами было приведено в [1]. Моделирование процесса газификации твердой частицы в плазменном реакторе PLASGAS было подробно описано в [2]. Модель реактора для газификации ТБО была рассмотрена в [3]. Однако в этих работах рассматривались модели реакторов, в которых особенности течения возле стенок не оказывали существенного влияния на процесс, а также не оценивалось влияние теплообмена излучением. В настоящей работе при моделировании учитывался теплообмен излучением между стенками и образующимися частицами сажи, так как важность этого процесса была показана в [4, 5].

Экспериментальная установка. В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси разработана установка для исследования процесса переработки мелкокусковых отходов (до 10 мм) на базе термолизного шнекового реактора ШТР-10 [6, 7] и плазменного реактора СМ-2 [8] (рис. 1).

Цель денной работы – проведение численного моделирования процесса конверсии углеводородов в плазменном реакторе, определение необходимости учета излучения при чис-

ленном моделировании, сравнение с экспериментом и выводы о целесообразности и применимости моделирования для заданных условий и режимов. Для этого было проведено численное моделирование процессов, происходящих в цилиндрическом коаксиальном плазменном реакторе при конверсии смеси углеводородов в синтез-газ при высоких температурах и среде с высоким содержанием CO_2.

Методика и экспериментальная установка. Процесс переработки материала в рассматриваемой установке происходит следующим образом. Исходный материал подается в термолизный реактор [6, 7], где под действием температуры разделяется на летучую углеводородную составляющую (далее – испаренная фракция) и твердый остаток с высоким содержанием углерода. Для интенсификации процессов тепло- и массообмена в шнековый реактор может подаваться транспортирующий газ: азот, CO_2, водяной пар. Затем твердая и летучая части перерабатываются по отдельности, что значительно упрощает управление процессом, дает возможность работать с материалами разных фракций и получать полезные сопутствующие продукты при небольших изменениях в технологии. Испаренная фракция перерабатывается непосредственно в плазменном реакторе [8].

Для верификации расчетных данных были проведены экспериментальные исследования по комбинированной переработке модельных материалов. Для исследований в качестве модельного материала была выбрана резиновая крошка. Элементный состав ее испаренной фракции может быть представлен соотношением C:H = 5:8.

Для численного моделирования процессов в реакторе рассматривались режимы, при которых в реактор подавались CO_2 и H_2O в количестве, превышающем в 1,3–1,6 раза необходимое для стехиометрической конверсии углеводородов в CO и H_2. Для иллюстрации приведен режим, в котором в реактор подавалась смесь следующих пропорций: на 1 часть модельного материала (C_5H_8) подавалось 3,68 части CO_2 и 3,28 части H_2O. При этом через плазмотрон подавалось 7,33 части воздуха.

Схема установки приведена на рис. 1. Перерабатываемый материал загружается в дозатор *1*, откуда он подается в шнековый термолизный реактор ШТР-10 *2*. Реактор нагревается при помощи электрических нагревателей. Углеродный остаток ссыпается в бункер *3*, а испаренная фракция поступает в плазменный реактор *4* для дальнейшей конверсии в синтез-газ. На рис. 2 приведено расположение термопар в реакторе СМ2 при проведении эксперимента.

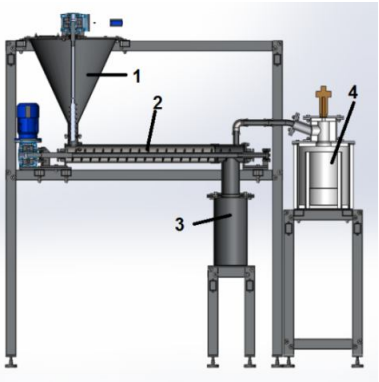


Рис. 1. Схема установки для двухстадийной переработки: 1 – дозатор, 2 – шнековый реактор, 3 – бункер для сбора твердого остатка, 4 – плазменный реактор

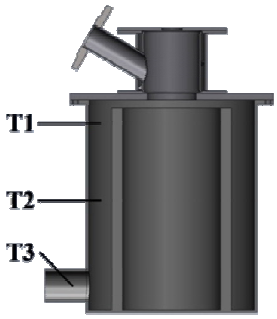


Рис. 2. Расположение термопар в реакторе СМ2

Расчет выполнен методом RANS с использованием k-ε Realizable модели турбулентной вязкости. Модель была выбрана исходя из общей геометрии системы. Теплофизические характеристики воздуха были заданы зависящими от температуры и давления [9]. При решении была использована модель излучения DO, как более точная из подходящих к заданным условиям. Следует отметить, что так как внутренняя стенка реактора покрыта слоем волокнистой

теплоизоляции, то корректное задание ее свойств во всем диапазоне температур не представляется возможным. Кроме того, на данном этапе не получается корректно задать модель теплообмена излучением внутри теплоизолятора. Эти факторы будут вносить существенные погрешности в результаты моделирования. Для описания взаимодействия веществ использовалась модель Non-premixed combustion, для описания образования сажи использована модель Мосс–Брукса. Необходимо отметить, что разработанные модели с высокой точностью описывают процессы полного окисления, но в то же время показывают весьма приблизительные результаты при моделировании частичного окисления при учете образования сажи. Размер сетки составлял $1{,}6 \cdot 10^6$ ячеек, при построении сетки учитывались особенности течения возле стенок. Размер ячейки в основном объеме составлял не более 3 мм. Расчет проводился в ANSYS Fluent 19.1.

Результаты и обсуждение. На первом этапе было проведено моделирование конверсии модельной смеси без учета излучения. Вторым этапом было моделирование конверсии с учетом излучения и образования сажи с использованием упомянутых ранее подходов.

В табл. 1 сравниваются экспериментально измеренные температуры с рассчитанными в соответствующих точках. В табл. 2 приведено сравнение концентраций в газовой смеси, полученных экспериментально и в результате численного моделирования и термодинамического расчета.

Таблица 1

Сравнение температур (К) по результатам численного моделирования и эксперимента

Точки измерений	Расчет с учетом излучения, К	Расчет без учета излучения, К	Эксперимент, К
T1	1580	1650	1420
T2	1530	1630	1390
T3	1400	1580	1110

Таблица 2

Объемные концентрации сухих газов

Газ	Эксперимент, об. %	Расчет ТД, об. %	Расчет ЧМ без излучения, об. %	Расчет ЧМ с излучением, об. %
H_2	24,5	22,1	23,0	24,7
CH_4	0,1	–	0	0
O_2 + Ar	0,9	–		
CO_2	13,2	13,5	9,4	11,2
N_2	28,9	31,1	29,2	28,5
CO	30,8	33,3	38,4	35,5
Другие газы	1,5	–	–	–
Итого	100,0	100	100	100

Сравнение результатов численного моделирования в двух случаях и эксперимента показало, что результаты расчетов более близки к экспериментальным в случае учета излучения. Это подтверждают результаты моделирования, проведенного для коаксиального трехтрубного реактора [4], на примере которого было показано, что излучение играет важную роль в процессе теплопереноса в реакторе. В данном случае разница между результатами моделирования с учетом излучения и без него значительно меньше, чем в [4], что можно объяснить следующими причинами. Во-первых, количество сажи, образующееся при рассматриваемом режиме, существенно меньше, чем в [4] (2,9 мас.% в случае учета излучения,

6,7 мас.% без учета для реактора СМ2, более 30 мас.% в [4]). Во-вторых, конструкция реактора в [4] предполагает сильно нагретую (около 2200 °С) внутреннюю относительно тонкую трубку и две близко расположенные стенки (среднюю и наружную), между которыми происходит переизлучение. В случае реактора СМ2, который рассматривается в данной работе, в центральной зоне реактора процесс теплообмена излучением происходит между нагретым газом и стенками. Еще одной причиной подобного поведения является волокнистая структура теплоизолятора наружной стенки реактора СМ2, для которого крайне сложно задать поведение, описывающее переизлучение внутри.

Следует также отметить, что доля сажи на выходе составляет около 2,9 мас.%, тогда как согласно термодинамическим расчетам ее образовываться не должно. Это можно объяснить неравномерностью перемешивания в начальной стадии, а также сложностью обратной конверсии сажи в CO в условиях недостатка кислорода.

Заключение. Было проведено численное моделирование процессов, протекающих в плазменном реакторе при конверсии модельной смеси углеводородов в синтез-газ в смешанной среде водяного пара, CO_2 и воздуха. Сравнивая результаты моделирования с ранее опубликованными данными, было пока показано, что учет излучения важен, но его влияние зависит от геометрии системы и рассматриваемого режима.

Результаты, полученные при численном моделировании, показали достаточно хорошую корреляцию с экспериментальными. Имеющееся расхождение можно объяснить неточностью задания свойств материалов в исследуемом диапазоне температур, упрощением задаваемого состава смеси, недостаточной проработкой существующих моделей химических реакций в условиях частичного окисления и сажеобразования при недостатке кислорода.

Результаты численного моделирования реактора СМ2 могут применяться в дальнейшем для оценки распределения температур и концентраций газов при работе с другими перерабатываемыми материалами. Кроме того, использование результатов моделирования может быть использовано в дальнейшем при масштабировании реакторов сходной конструкции.

Литература

1. Hrabovsky M. Thermal Plasma Gasification of Biomass // Progress in Biomass and Bioenergy Production. InTech. 2011. Ch. 3. P. 39-62.

2. Hrabovsky M., Konrad M., Kopecky V., et al. Pyrolysis of wood in arc plasma for syngas production // High Temperature Material Processes. 2006. Vol. 10, No. 4. P. 557-570.

3. Zhang Q., Dor L., Kumar Biswas A., Yang W., Blasiak W. Modeling of steam plasma gasification for municipal solid waste // Fuel Processing Technology. 2013. Vol. 106. P. 546–554.

4. Liavonchyk A., Morozov D., Sauchyn V., Dalholenka H. Numerical modeling of processes in plasma reactor for hydrocarbons conversion // High Temperature Material Proc. 2017. Vol. 21, Iss. 4. P. 359–375.

5. Liavonchyk A., Morozov D., Sauchyn V., Dalholenka H. Numerical modelling of plasma reactor for gasification of wastes with predominant organic part // Proc. 15th Intern. Conf. of Young Scientists on Energy Issues (CYSENI-2018). Kaunas, 23–25 May 2018. Kaunas, 2018. P. 293-303

6. Lozhechnik A., Sauchyn V. Pyrolysis of rubber in a screw reactor // J. Eng. Phys. and Thermophys. 2016. Vol. 89, iss. 6. P. 1482–1486.

7. Ложечник А. В., Никончук А. Н., Савчин В. В., Долголенко Г. В. Технология переработки резинотехнических отходов // Вести НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. 2014. № 2. С. 74-78.

8. Леончик А. И., Савчин В. В., Долголенко Г. В. и др. Двухстадийная переработка материала с преобладающей органической частью // ИФЖ. 2018. Т. 91, № 6. С. 1544–1550.

9. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. – 721 с.

УДК 669.154:536.3

РАДИАЦИОННЫЙ ПРОГНОЗ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЯДА ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ

В. В. Сагадеев, Д. В. Косенков, В. А. Аляев

Казанский национальный исследовательский технологический университет, г. Казань, Россия

Теоретические методы расчета радиационных характеристик жидких металлов практически не разработаны. В ряде случаев для их нахождения предлагаются методы, развитые для твердых тел [1, 2]. Недостатки, присущие этим методам сохраняются и усугубляются в жидкой фазе металла. Экспериментальные измерения проведены для небольшого числа металлов и ограничены узким температурным диапазоном.

В работе представлено обобщение опытных данных авторов по интегральным плотностям потока теплового излучения чистых жидких металлов функциональной зависимостью, полученной на основе теории размерностей. Функциональная зависимость для обобщения и некоторые закономерности, вытекающие из проведенных обобщений, могут быть получены методом термодинамического подобия [3]. Основными независимыми размерными физическими величинами, определяющими тепловое излучение, являются постоянные Больцмана k и Планка h, скорость света c, температура Дебая Θ (характеризует прочность межатомных связей в кристалле), термодинамическая вероятность W и полусферическая плотность интегрального потока теплового излучения q.

Согласно π-теореме составлены два безразмерных комплекса. Первый $\pi_q = qk^{\alpha}\Theta^{\beta}c^{\gamma}h^{\delta}$ содержит плотность потока теплового излучения. Показатели степени $\alpha = \beta = -4$, $\gamma = 2$, $\delta = 3$ обеспечивают его нулевую размерность, следовательно, $\pi_q = (qc^2h^3)/(k\Theta)^4$. Вторым безразмерным параметром является термодинамическая вероятность, т. е. $K_w = W$. По π-теореме $\pi_q = f(W)$. Термодинамическая вероятность связана с энтропией формулой Больцмана $S = k\ln W$. Тогда

$$q\frac{k^4\theta^4}{c^2h^3} = f\left(\frac{S}{k}\right). \tag{1}$$

Масштабный поток отличается от закона Стефана–Больцмана при температуре Дебая числовым множителем:

$$q_\theta = \frac{k^4\theta^4}{c^2h^3}. \tag{2}$$

Дополнительная информация о масштабном потоке получена из закона Планка, интегрируя его по всем частотам при температуре Дебая для произвольного вещества со средней по спектру степенью черноты ε_θ. Получаем выражение q_θ^* в виде

$$q_\theta^* = \varepsilon_\theta\frac{2\pi^5k^4\theta^4}{15c^2h^3}. \tag{3}$$

Сравнение уравнений (2) и (3), а также результаты обобщений позволяют заключить, что для термодинамически подобных веществ величина ε_θ постоянна при температуре Дебая [4, 5].

Температуры Дебая по результатам разных исследований значительно отличаются. Это приводит к большой неопределенности в масштабных потоках, так как они пропорциональ-

ны температуре Дебая в четвертой степени. Кроме того, неизвестны значения ε_θ, поэтому целесообразно масштабные потоки находить непосредственно из опытных данных по тепловому излучению веществ.

Согласно (2) линии отношения $f(S/k)$ для подобных веществ должны отличаться постоянным множителем. Поэтому обобщенную зависимость можно также получить, используя масштабные потоки q_1, равные интегральной плотности потока теплового излучения при каком-либо постоянном для данного обобщения значении энтропии. Все масштабные потоки q_1 для подобных веществ будут отличаться от таковых при температуре Дебая на один и тот же числовой множитель. Безразмерная величина энтропии S/R (R – газовая постоянная), рассчитанная по справочным данным, пропорциональна отношению S/k в уравнении (1) и удобна для вычислений.

Зависимость (1) при обработке опытных данных принималась в виде

$$\frac{q}{q_1} = \varphi\left(\frac{S}{R}\right). \tag{4}$$

Результаты применения зависимости (4) для обобщения опытных данных по тепловому излучению исследованных металлов представлены на рис. 1. Каждому классу соединений отвечает своя линия. Линия Б для удобства изображения сдвинута вниз на 0,5 единицы вертикальной оси.

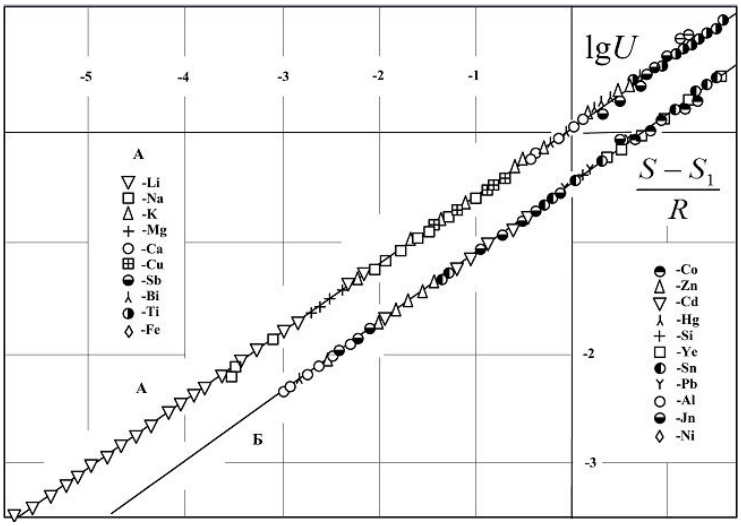


Рис. 1. Обобщенная зависимость для жидких металлов

Усредняющая кривая обобщенной зависимости соответствует аппроксимирующему уравнению, полученному методом наименьших квадратов:

$$\lg\frac{q}{q_1} = 0{,}73\frac{S-S_1}{R} - 0{,}006\left(\frac{S-S_1}{R}\right)^2. \tag{5}$$

Это уравнение можно преобразовать:

$$\lg\frac{q}{q_1} = 0{,}73\frac{S}{R} - 0{,}006\left(\frac{S}{R}\right)^2 - 0{,}76 \tag{6}$$

или

$$q = 2{,}51\cdot10^{-8} q_1 \exp\left[0{,}202S - 1{,}66\cdot10^{-3}S^2\right]. \tag{7}$$

Отклонения большинства данных от усредняющей линии рис. 1 не превышает ±10%. Для ряда элементов (K, Pb, In, Sb и Bi) точки при температурах, близких к температуре плавления, оказываются заниженными. Кроме того, в верхней части кривой обобщенной зависимости разброс по некоторым металлам оказывается большим. Данные для железа, кобальта, никеля и титана имеют меньший угол наклона. Объяснить повышенный разброс можно следующим. Во-первых, надежностью имеющихся справочных таблиц по энтропии жидких металлов [6]. Второй причиной повышенного разброса является нестабильность структуры жидких металлов.

Зависимость (4) справедлива для одного типа веществ. В случае структурных изменений масштабные потоки также должны быть найдены заново. Если при нагревании наблюдаются непрерывные структурные преобразования, то в этом случае масштабные потоки, определяемые структурой вещества, должны стать зависящими от температуры.

Обобщенная зависимость (6) для жидких металлов отличается от таковой для чистых полированных металлов, полученной в работах [7]. Она дает возможность рассчитывать степени черноты различных жидких металлов при температурах, где опытные данные отсутствуют. В качестве примера на рис. 2 приведены рассчитанные степени черноты ряда металлов при температурах до 2500 К.

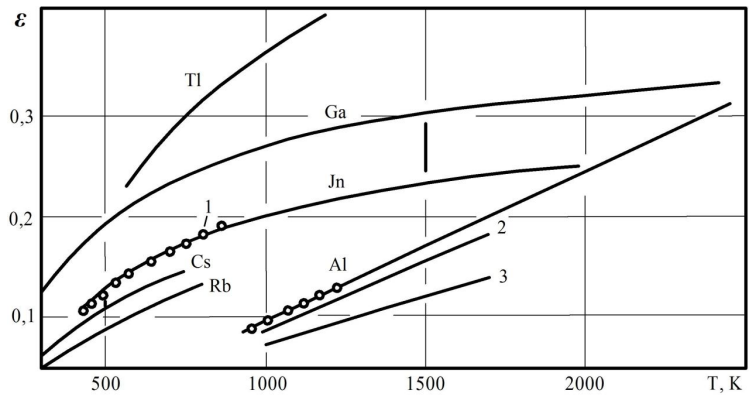


Рис. 2. Степени черноты алюминия, галлия, индия, таллия, рубидия и цезия, рассчитанные по уравнению (7): 1 – эксперимент автора, 2 и 3 – данные работ [8, 9] соответственно

В рамках проведенной работы было установлено:

- взаимосвязь масштабных потоков с характеристикой прочности химической связи в кристаллах – температурой Дебая в виде аналога закона Стефана–Больцмана, но с другой постоянной, одинаковой для подобных веществ [10, 11];
- характер зависимости интегральной степени черноты от температуры;

Результаты работы могут быть применены для получения обобщений на основе данных по радиационным характеристикам веществ.

Литература

1. Вукалович М. П., Новиков И. М. Термодинамика. М.: Машиностроение, 1972.
2. Излучательные свойства твердых материалов: справочник / Под ред. А. Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974. – 472 с.
3. Сагадеев В. В., Аляев В. А. Излучательная способность жидких металлов и сплавов Казань: Изд-во КНИТУ, 2018. –176 с.
4. Панфилович К. Б. Тепловое излучение твердых оксидов, карбидов, нитридов // ТВТ. 1995. Т. 33, № 1. С. 155–158.
5. Панфилович К. Б., Сагадеев В. В. Тепловое излучение жидких металлов // ИФЖ. 2000. Т. 73, № 6. С. 1207–1212.

6. Татаринова Л. И. Структура твердых аморфных и жидких веществ. М.: Наука, 1983. – 152 с.

7. Панфилович К. Б. Усманов А. Г. Обобщение опытных данных по излучению чистых полированных металлов // Межвуз. сб. науч. тр. Казан. хим. технол. ин-та. 1981. С. 63.

8. Шварев К. М. , Байтураев С. Х., Баум Б. А. Интегральная излучательная способность сплавов системы Ni-Al в твердом и жидком состоянии // ИФЖ. 1983. Т. 44, № 2. С. 322–323.

9. Шварев К. М., Байтураев С. Х., Баум Б. А. Интегральная излучательная способность сплавов системы железо – алюминий при высоких температурах // ИФЖ. 1984. Т. 45, № 3. С. 823–828.

10. Сагадеев В. В. Тепловое излучение жидких сплавов алюминия, меди и висмута // Проблемы энергетики. 2005. № 11-12. С. 10–17.

11. Сагадеев В. В. Тепловое излучение бинарных жидких сплавов на основе кадмия // Проблемы энергетики. 2006. № 7-8. С. 29–35.

УДК 537.523.9

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА С ВОДНОРАСТВОРНЫМ КАТОДОМ ДЛЯ СОЗДАНИЯ МОЩНОГО ПОТОКА ПАРОВОДЯНОЙ ПЛАЗМЫ

Г. Х. Тазмеев[1], Б. А. Тимеркаев[2], Х. К. Тазмеев[1]

[1]Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия
[2]Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, г. Казань, Россия

Газовые разряды с жидкими электролитными электродами обладают большими возможностями для практических приложений. Традиционно они используются в технологиях обеззараживания воды, синтезе различных функциональных материалов, плазменной активации жидких реагентов. Области их применения продолжают расширяться. В сильноточных режимах в плазменный столб поступает значительное количество вещества из жидкого катода. Разряд горит в парогазовой среде. Появляется возможность создания плазменного потока, приемлемого для энергоемких технологий. К примеру, в работе [1] показана приемлемость газового разряда с жидким электролитным катодом для переработки отходов полимерных материалов. Однако способы формирования мощных плазменных потоков в газовых разрядах с жидкими электролитными электродами еще далеки от совершенства. Возникают вопросы, связанные с выбором электролита, конструктивным исполнением генератора плазмы, вводом реагентов в плазму и т. д. Экспериментальные исследования, результаты которых представляются в данной работе, были направлены на решение этих вопросов.

К выбору электролита. При длительном горении разряда водный раствор, используемый в качестве жидкого электролитного катода, убывает. Требуется дополнительное количество водного раствора. В простейшем варианте вместо раствора можно добавить дистиллированную воду. Этот вариант был изучен на опытах. Суть опытов заключалась в следующем. В гидросистеме объем водного раствора поддерживался постоянным (V_s = const). Дистиллированная вода добавлялась в непрерывном режиме. После добавления определенного количества воды, отбиралась проба и измерялась удельная электрическая проводимость водного раствора.

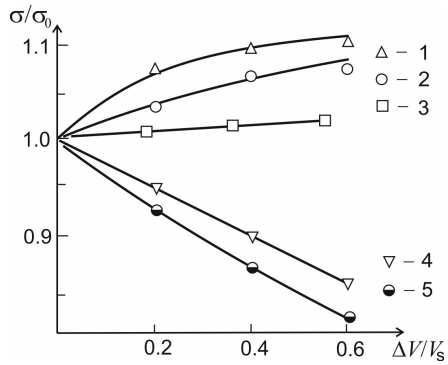


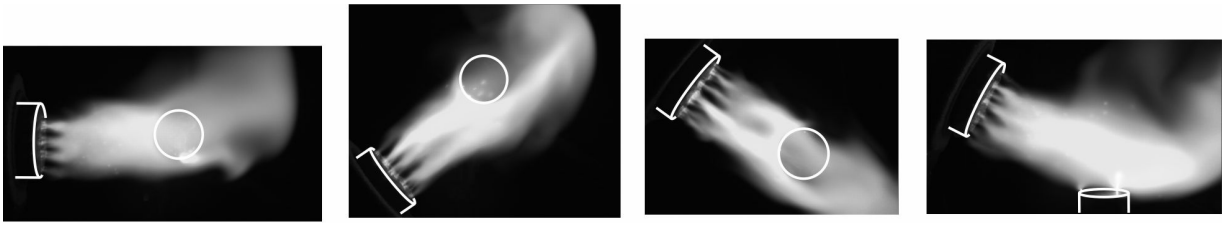
Рис. 1. Изменение электрической проводимости водных растворов: 1 – 0.1M Na_2SO_4; 2 – 0.1M KCl; 3 – 0.1M NaCl; 4 – 0.1M NaOH; 5 – 0.1M KOH

На рис. 1 представлены полученные результаты для различных водных растворов. Они приготовлены с одинаковыми концентрациями. По осям отложены относительные величины. По горизонтали – отношение количества дистиллированной воды к полному объему водного раствора. По вертикали – отношение удельной электрической проводимости к ее первоначальному значению. Это отношение для разных электролитов меняется по-разному: для некоторых убывает, а для других возрастает. В случае водного раствора хлорида натрия меняется незначительно. Исходя из этого в качестве электролита был выбран водный раствор хлорида натрия.

К выбору концентрации водного раствора. Вольтамперные характеристики разряда (ВАХ) получились возрастающими. Причем, крутизна менялась в зависимости от концентрации электролита. Чем меньше концентрация, тем круче получалась ВАХ. С практической точки зрения такая ВАХ является очень хорошим свойством разряда, так как повышается устойчивость горения и отпадает необходимость балластного резистора в цепи электрического питания. Соответственно, уменьшаются потери энергии. Опыты показали, что разряд горит устойчиво при тех концентрациях, при которых удельная электрическая проводимость менее 20 мСм/см.

В случае использования водных растворов с малыми концентрациями разряд переходил в режим горения с контрагированными каналами. При появлении таких каналов ток резко возрастал. Опять возникла необходимость балластного резистора. Экспериментально было установлено, что для работы без резистора концентрация водного раствора хлорида натрия должна быть в пределах от 0.05 до 0.2 моль/л.

К ориентации потока плазмы в пространстве. В классическом варианте жидкий катод располагается внизу, а твердотельный анод устанавливается над катодом. Разряд между катодом и анодом горит в вертикальном направлении. Плазменный поток идет от жидкого катода вверх. Такая конфигурация разряда затрудняет формирование плазменного потока в других направлениях. Требуются технические решения, которые позволяют формировать другую геометрию разряда. В данной работе задача решена применением пористой вставки на катоде. На рис. 2 представлены мгновенные фотографии плазменных потоков, идущих в разных направлениях от катода.



а *б* *в* *г*

Рис. 2. Плазменные потоки, идущие от катода горизонтально (*а*), под углом вверх (*б*), под углом вниз (*в*) и вниз на торец анода (*г*). Белыми линями обозначены контуры пористой вставки (диаметр 40 мм) и анода (медный стержень с диаметром 25 мм). Ток разряда 9 А. Межэлектродное расстояние 6 см. σ = 15 мСм/см

Электрическое питание подавалось от выпрямителя с выходным напряжением 1700 В. Регулирование тока осуществлялось ступенчатым изменением балластного резистора. Поток электролита через пористую вставку в диапазоне токов 7-12 А составлял 5-8 мл/с.

Наиболее подходящим электролитом для длительного горения газового разряда является водный раствор хлорида натрия. Его концентрация должна быть в пределах 0.05 до 0.2 моль/л. Используя пористую вставку на катоде, можно получить плазменные потоки в разных направлениях в пространстве.

Литература

1. Фридланд С. В., Тазмеев А. Х., Мифтахов М. Н. Получение синтез-газа плазмохимической переработкой полимерных отходов // Вестн. Казанского технол. ун-та. 2006. № 6. С. 10–15.

УДК 537.87+533.95

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

А. В. Тетерев[1,2], А. С. Сметанников[2], Л. В. Рудак[1], Н. И. Мисюченко[1]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Введение. Распространение электромагнитного излучения в среде приводит к его преобразованию вследствие взаимодействия со средой, что обусловлено такими явлениями, как рассеяние, поглощение и отражение падающего излучения. Для расчета прохождения электромагнитных волн через среду необходимо знать ее диэлектрическую проницаемость ε, которая зависит от частоты этой волны ω и термодинамических параметров среды. При обтекании тела гиперзвуковым потоком воздуха вокруг него возникает плазменная область со сложным пространственным распределением термодинамических параметров, для определения которых необходимо решить систему уравнений газовой динамики с учетом реальных свойств среды. Затем необходимо найти ионизационный состав плазмы, т. е. распределения концентрации электронов, атомов и ионов в пространстве вокруг тела. Рассчитав среднюю частоту столкновений электронов с атомами и ионами, можно определить поля диэлектрической проницаемости. Далее, зная распределение диэлектрической проницаемости в плазме, можно рассмотреть прохождение электромагнитных волн и найти величины коэффициентов отражения, поглощения и рассеяния излучения [1].

Модель образования плазменных областей и расчета их радиофизических свойств. Математическая модель, описывающая течение газовых потоков вокруг тела, движущегося поступательно с ускорением **а** в системе координат, связанной с телом, представляет собой систему газодинамических уравнений, которая в эйлеровой формулировке имеет вид

$$\begin{gathered}\frac{\partial \rho}{\partial t}+\nabla\left(\rho\vec{u}\right)=0,\\ \frac{\partial\left(\rho\vec{u}\right)}{\partial t}+\nabla\left(\rho\vec{u}\otimes\vec{u}\right)=-\nabla p+\rho\vec{g}-\rho\vec{a},\\ \frac{\partial\left[\rho\left(\varepsilon+u^2/2\right)\right]}{\partial t}+\nabla\left[\rho\vec{u}\left(\varepsilon+u^2/2\right)+p\vec{u}\right]=\nabla\lambda\nabla T.\end{gathered} \tag{1}$$

В зависимости от симметрии тела система (1) решалась в осесимметричной двумерной или в декартовой трехмерной системе координат, причем термодинамические параметры плазменной области при заданных параметрах набегающего воздушного потока находились методом установления.

Перейдем теперь к определению диэлектрической проницаемости и сделаем оценки, которые позволят судить о влиянии плазмы на прохождение радиоволн. Если среда является проводящей, диэлектрическая проницаемость является комплексной $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, где ε' и ε'' – ее действительная и мнимая части. Обычно используется также комплексный показатель преломления среды $m = m\varepsilon' + im''$, который определяется из условия, что его квадрат равен диэлектрической проницаемости $m^2 = \varepsilon$. Из этого уравнения, разделяя действительную и мнимую части, можно получить, что

$$\varepsilon' = m'^2 - m''^2, \quad \varepsilon'' = 2m'm'',$$

$$m' = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} + \varepsilon'}{2} \right)^{1/2}, \quad m'' = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} - \varepsilon'}{2} \right)^{1/2}.$$

При распространении плоской монохроматической волны $E_1 = E_0 e^{i\omega t}$ в направлении оси z по однородной среде с показателем преломления m величина поля меняется следующим образом:

$$E(z,t) = E_0 \exp[i\omega(t + mz/c) = E_0 \exp(i\omega t) \cdot \exp(-\omega\, m''z/c) \exp(i\omega\, m'z/c) = E_1 \exp(-\alpha z + i\beta z).$$

Здесь c – скорость света, а коэффициент $\alpha = \omega m''/c$ определяет уменьшение амплитуды волны. Поскольку энергия волны пропорциональна квадрату поля E, то коэффициент затухания равен

$$k = 2\alpha = 2\omega\, m''/c\,.$$

Коэффициент β определяет фазовый сдвиг и называется фазовым фактором

$$\beta = \omega\, m'/c\,.$$

В случае нормального падения волны на границу проводящей среды коэффициент отражения R выражается формулой

$$R = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} \right|^2 = \frac{(m'-1)^2 + m''^2}{(m'+1)^2 + m''^2}\,.$$

Отметим, что пары оптических характеристик ε' и ε'', m' и m'', k и R в каком-то смысле эквивалентны друг другу и, зная одну из этих пар, с помощью вышеприведенных формул можно найти две другие. В случае, когда среда не является однородной, показатели экспонент αz и βz в выражении для $E(z, t)$ должны быть заменены на интегралы $\int \alpha(z)dz$ и $\int \beta(z)dz$ вдоль пути распространения излучения в соответствии с имеющимися зависимостями $\alpha(z)$ и $\beta(z)$ в среде.

Для расчета диэлектрической проницаемости плазмы будем использовать простейшую модель Друде, в которой действительная и мнимая часть диэлектрической проницаемости выражаются формулами [1, 2]:

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}; \quad \varepsilon'' = \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + \nu^2)}\,. \tag{2}$$

Здесь $\omega_p^2 = 4\pi n_e^2 / m_e$ – квадрат плазменной частоты. Как следует из (2), при $\omega < \omega_p$ и $\nu << \omega_p$, что соответствует интересующим нас условиям, действительная часть диэлектрической проницаемости становится отрицательной и большой по абсолютной величине. В этом случае коэффициент отражения R, оказывается почти равным единице, так что происходит практически полное отражение от плазменного слоя и электромагнитная волна вообще не может распространяться в плазме. Точный расчет ε' и ε'' для плазмы приводит к более сложным выражениям.

Частота столкновений электронов ν, которая определяет скорость передачи импульса, выражается через концентрацию рассеивателей n, скорость столкновения v и транспортное сечение рассеяния электронов на рассеивателе $\sigma_t(v)$: $\nu = <nv\sigma_t(v)>$, где угловые скобки обозначают усреднение по функции распределения частиц по скоростям. Если $\sigma(v, \theta)$ – дифференциальное сечение рассеяния на угол θ, то

$$\sigma^t = 2\pi \int \sigma(v,\theta)(1-\cos\theta)\sin\theta d\theta . \tag{3}$$

Отметим, что если имеется несколько типов частиц-рассеивателей (ионы, атомы, молекулы и др.), то частота столкновений будет находиться, как сумма частот столкновений для разных типов рассеивателей. В нашем случае существенно рассеяние электронов на атомах и ионах, т. е. $\nu = \nu_{ei} + \nu_{ea}$. Для рассеяния электронов на ионах дифференциальное сечение рассеяния имеет вид резерфордовского рассеяния:

$$\sigma(v,\theta) = \frac{e^4}{(2m_e v^2)^2 \sin^4 \dfrac{\theta}{2}} . \tag{4}$$

Интегрируя (3) с учетом (4), найдем транспортное сечение ei рассеяния, а затем, усредняя по скоростям, получаем для частоты электрон-ионных столкновений:

$$\nu_{ei} \sim \frac{n_i e^4 \Lambda}{\sqrt{m}\left(kT\right)^{3/2}}; \quad \Lambda = \frac{1}{2}\ln\left[1+\left(\frac{r_D}{b}\right)^2\right]; \quad r_D = \left(\frac{kT}{4\pi n_e e^2}\right)^{1/2}; \quad b = \frac{e^2}{3kT} .$$

Кулоновский логарифм обычно составляет величину от 2 до 20. Транспортное сечение рассеяния электронов на атомах σ_{ea}^t зависит от энергии налетающего электрона, причем эта зависимость может быть очень сильной (когда в сечении имеется рамзауэровский минимум) – сечение может резко изменяться на 2–3 порядка величины. Вместе с тем частота электрон-атомных столкновений важна только при низких температурах, когда степень ионизации невелика. В связи с этим не будем учитывать зависимость σ_{ea}^t от энергии, а возьмем величину этого сечения при энергии 0.2–0.3 эВ, отвечающей температуре слабоионизованной плазмы [3]. Тогда частота электрон-атомных столкновений будет равна

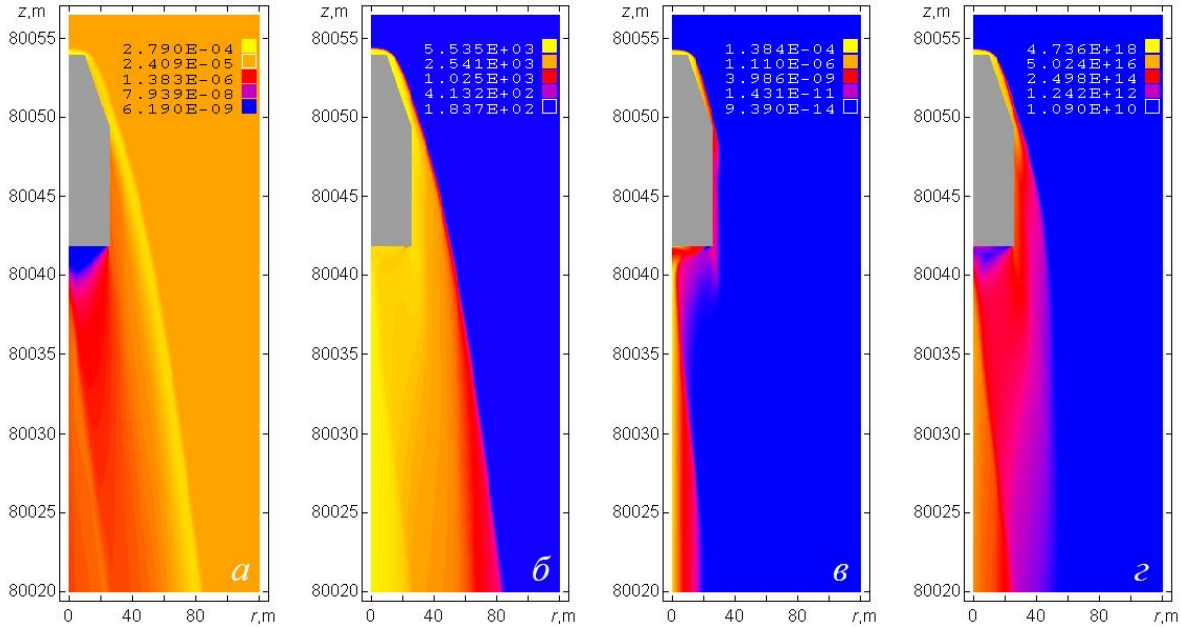
$$\nu_{ea} \sim n_a < v > \sigma_{ea}^t , \quad < v > = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2} .$$

Как следует из сказанного выше, для нахождения частоты столкновений необходим расчет ионизационного состава плазмы, т. е. требуется знать концентрацию электронов, ионов и атомов (n_e, n_a, n_i) в зависимости от температуры и плотности плазмы. В предположении локального термодинамического равновесия ионизационный состав плазмы определяется по системе уравнений Саха, которая для низких температур, когда присутствуют только ионы первой кратности ионизации, имеет следующий вид [4]:

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = 2\left(\frac{2\pi mkT}{h^2}\right)^{3/2} \frac{g_i}{g_a} \exp\left(-\frac{I}{kT}\right), \; n_e = n_i; \quad n = n_a + n_i .$$

Равенство концентрации электронов и ионов следует из условия электронейтральности плазмы.

Результаты моделирования. На рисунке изображены поля плотности, температуры, ионов N^+ и концентрации электронов e^- для тела представляющего собой цилиндр с носовой частью в виде усеченного конуса и движущегося вертикально вверх со скоростью 8 км/с на высоте 80 км над поверхностью Земли, что соответствует верхним слоям мезосферы. Представленные поля соответствуют стационарному режиму обтекания, который определялся по отсутствию изменения в четырех значащих цифрах в величине расчетной плотности вблизи тела на протяжении 100 временных слоев задачи. В связи с осевой симметрией обтекаемого тела моделирование проводилось с помощью двумерной программы расчета в цилиндрических координатах. Табличные уравнения состояния термодинамических свойств воздуха были получены на основании расчетов по программе NASA CEA [5]. Сжатие на носовой поверхности тела достигает почти двадцатикратного значения при величине показателя адиабаты $\gamma = 1.13$, а температура повышается до 5500 К. При таких параметрах, как видно на рисунке, *в*, более 60% атомов азота ионизуется, а электронная концентрация (рисунок, *г*) составляет $4.7 \cdot 10^{18}$ м$^{-3}$.



Поля плотности, температуры, концентраций ионов азота и электронов

Заключение. Разработана модель образования плазменных областей и построена методика расчета их радиофизических свойств, на основании которых создан специализированный программный комплекс, позволяющий получить исходные данные для моделирования распространения электромагнитного излучения в заданном диапазоне частот.

Обозначения

n_e – концентрация электронов, m_e – масса электрона ($m_e = 9 \cdot 10^{-28}$ г), ν – средняя частота столкновений электронов, Λ – кулоновский логарифм, r_D – дебаевский радиус, b – минимальный прицельный параметр, g_i, g_a – статистические суммы иона и атома, I – потенциал ионизации атома, n – концентрация тяжелых частиц, связанная с плотностью.

Литература

1. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. – 528 с.
2. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
3. Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М. Явления переноса в слабоионизованной плазме. М.: Атомиздат, 1975. – 336 с.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. – 686 с.
5. Gordon S., McBride B. J. Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications. I. Analysis/ NASA Reference Publication 1311. 1994.

УДК 621.785:669.14.08.29

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС В ТВЕРДОМ СПЛАВЕ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОНЦЕНТРИРОВАННЫМИ ПОТОКАМИ ЭНЕРГИИ

В. В. Углов[1], Е. А. Крутилина[1], В. И. Шиманский[1], А. К. Кулешов[1], В. М. Асташинский[2], А. М. Кузьмицкий[2]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Воздействие низкоэнергетических концентрированных потоков энергии (КПЭ) на поверхностные слои твердых сплавов позволяет значительно модифицировать их микроструктуру, фазовый и элементный составы и, как следствие, приводит к повышению механических характеристик материала, в частности, микротвердости и коэффициента трения [1–4]. Сущность процесса состоит в превращении кинетической энергии ионов и электронов в тепловую. В зависимости от параметров пучка (плотности энергии, количество и длительность импульсов) возможен как нагрев приповерхностных слоев материала до заданных температур, так и плавление и испарение с очень высокими скоростями.

Предварительный расчет распределения температурных полей в твердом сплаве в результате воздействия на него КПЭ позволит более точно спрогнозировать результаты эксперимента и тем самым выявить оптимальные режимы обработки для той или иной задачи. Таким образом, большой интерес при решении данной проблемы представляет численное исследование математической модели теплового действия КПЭ на изучаемый материал.

Математическое моделирование теплового воздействия на твердый сплав затруднено по причине того, что данный материал является композиционным, и в настоящее время нет единого подхода к моделированию его свойств [5, 6].

В данном исследовании проводили сравнение результатов экспериментальных исследований и компьютерного моделирования теплопереноса, в котором учитывали многофазность твердого сплава, а также оценивали содержание вольфрама в твердом растворе (Ti, W)C после воздействия компрессионным плазменным потоком (КПП). Объектом исследований являлся твердый сплав Т15К6 (WC-15TiC-6Co, вес.%).

Для расчета пространственного распределения поля температур в результате воздействия КПЭ решалось одномерное уравнение теплопроводности с соответствующими начальными и граничными условиями [1]. Распределение энергии в материале определялось по-

верхностным источником тепла, так как максимальное энерговыделение в случае воздействия электронным пучком (энергия электронов 20 кэВ) и КПП происходит в слое глубиной приблизительно 150 и 100 нм соответственно. Указанные глубины намного меньше глубины модифицированных слоев. Уравнение решали численно по неявной разностной схеме с использованием метода прогонки.

Для учета гетерогенности твердого сплава его одномерную модель можно представить как чередование карбидных частиц TiC и WC. Предполагается, что контакт между частицами идеальный, теплоемкость, теплопроводность и плотность такой системы изменяются по закону

$$f(x) = \frac{|f_1 - f_2|}{2} \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right) + \frac{f_1 + f_2}{2},$$

где $f(x) = c(x)$, $k(x)$, $\rho(x)$; f_1 и f_2 – значения теплоемкости, теплопроводности и плотности для фаз TiC и WC соответственно, d – размер частиц.

Средний размер карбидных частиц твердого сплава до воздействия на него КПЭ составляет в среднем 2 мкм.

Обработку образцов проводили пятью импульсами КПП с плотностью поглощенной энергии 42–49 Дж/см^2 при давлении остаточной атмосферы азота 3 торр. Длительность импульсов КПП составляла 100 мкс. Площадь однородной плазменной обработки превышала размер образцов.

Микроструктуру поперечных шлифов образцов изучали с использованием растрового электронного микроскопа (РЭМ) LEO 1455VP в режиме отраженных электронов. Рентгеноструктурный анализ (РСА) образцов проводили на рентгеновском дифрактометре ДРОН-4 с применением медного излучения.

Распределения температуры по глубине в момент окончания импульса КПЭ представлены на рис. 1. Минимальные температуры плавления компонентов системы WC и (Ti,W)C составляют приблизительно 2873 и 3273 К [5]. Как показали расчеты, максимальная температура в твердом сплаве после всех режимов воздействия КПЭ достигается в конце импульса, т. е. в момент времени 100 мкс после начала воздействия.

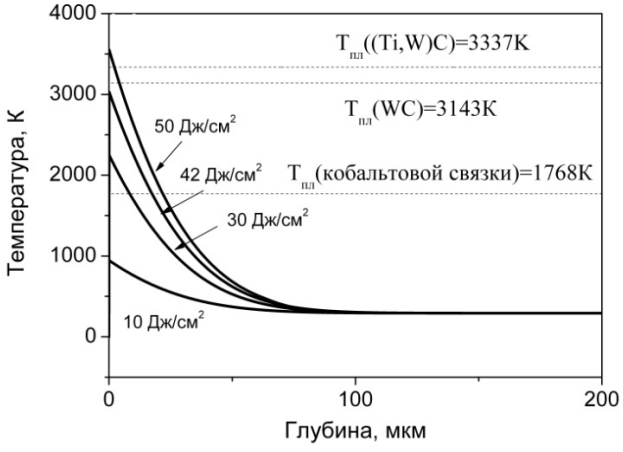


Рис. 1. Пространственное распределение температур в твердом сплаве Т15К6 после воздействия на него концентрированными потоками энергии, полученное путем компьютерного моделирования с учетом гетерогенности материала

Согласно результатам компьютерного моделирования, полное плавление поверхностных слоев твердого сплава происходит при воздействии КПЭ с плотностями энергии более 42 Дж/см^2, когда температура на поверхности превышает температуру плавления самого его тугоплавкого компонента – твердого раствора (Ti,W)C. При этом формируется поверхностный модифицированный слой, состоящий преимущественно из пересыщенного вольфрамом твердого раствора (Ti,W)C, о чем свидетельствуют результаты РСА (рис. 2, кривые 2–4).

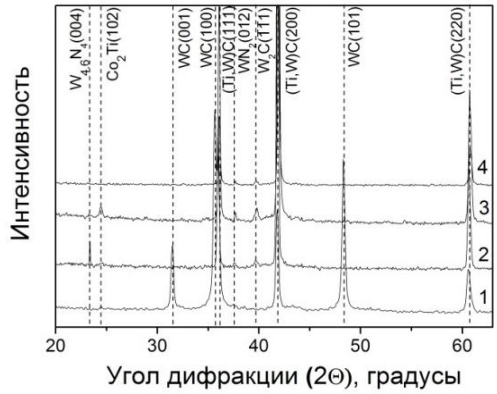


Рис. 2. Дифрактограммы образцов, обработанных КПП при давлении азота 3 торр с плотностями энергии: 1 – 42 Дж/см^2; 2 – 46; 3 – 47; 4 – 49

О насыщении твердого раствора (Ti,W)C вольфрамом можно судить по сдвигу дифракционной линии, отвечающей (Ti,W)C, в большую сторону углов после воздействия КПП (рис. 3). Сдвиг дифракционного максимума в сторону больших углов говорит об уменьшении параметра решетки твердого раствора (Ti,W)C , что обусловлено меньшим атомным радиусом вольфрама по сравнению с титаном (0,141 и 0,149 нм соответственно).

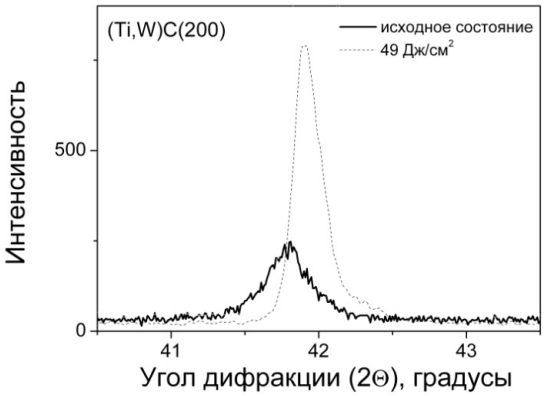


Рис. 3. Участок дифрактограмм образцов твердого сплава в исходном состоянии и после обработки КПП при давлении азота 3 торр с плотностью энергии 49 Дж/см^2

В работе [7] показано, что зависимость параметра решетки твердого раствора $(Ti_xW_{1-x})C$ от содержания в нем вольфрама удовлетворяет закону Вегарда. Применение приведенной в [7] зависимости параметров решетки твердого раствора $(Ti_xW_{1-x})C$ от содержания в нем вольфрама не дало адекватных результатов при решении обратной задачи по определению концентрации вольфрама в твердом растворе по известным из РСА значениям параметров его кристаллической структуры.

Для расчета количества вольфрама в твердом растворе (Ti,W)C после спекания не будем учитывать присутствие кобальта в составе и считать, что 100 вес.% порошка составляет карбиды WC и TiC. Тогда, пересчитав весовое соотношение компонентов в порошке, получаем 84 вес.% WC и 16 вес.% TiC. Для того, чтобы определить количество атомов титана и вольфрама в порошке, составим следующее отношение, при этом массой атомов углерода пренебрегаем:

$$\frac{\mathrm{WC}}{\mathrm{WC}+\mathrm{TiC}} = \frac{m_{am}^{W}\mathrm{N}_{\mathrm{W}}^{0}}{m_{am}^{W}\mathrm{N}_{\mathrm{W}}^{0}+m_{am}^{Ti}\mathrm{N}_{\mathrm{Ti}}} = 0,84.$$

Отсюда, отношение количества атомов вольфрама к количеству атомов титана в порошке равно $N_W/N_{Ti} = 1,37$, что при пересчете равно 42% Ti и 58% W.

Теперь рассмотрим твердый сплав после спекания. По правилу рычага с использованием равновесной диаграммы состояния отношение WC/(Ti,W)C приблизительно составляет 3/4, т. е. 43 и 57 вес.% соответственно. Тогда

$$\frac{\mathrm{WC}}{(\mathrm{Ti,W})\mathrm{C}+\mathrm{WC}}=\frac{m_{am}^{W}\mathrm{N_W}}{m_{am}^{W}\mathrm{N_W}+m_{am}^{Ti}\mathrm{N_{Ti}}+m_{am}^{W}\mathrm{N_{Wтв}}}=0,43.$$

При этом предполагаем, что число атомов вольфрама, перешедших в твердый раствор (Ti,W)C в результате спекания, равно разнице количеств атомов вольфрама в порошке и сплаве, т. е. $\mathrm{N_{Wтв}}=\mathrm{N}_W^0-\mathrm{N_W}$, при этом считаем, что все атомы титана, присутствовавшие в исходном карбиде TiC, находятся в твердом растворе (Ti,W)C. Учитывая приведенные допущения, состав твердого раствора (Ti,W)C записывается формулой $(\mathrm{Ti}_{0,60}\mathrm{W}_{0,40})\mathrm{C}$. В случае, когда после воздействия концентрированными потоками энергии, весь WC, содержащийся в твердом сплаве, растворяется в твердом растворе (Ti,W)C, его формула записывается как $(\mathrm{Ti}_{0,42}\mathrm{W}_{0,58})\mathrm{C}$.

Таким образом, в данном исследовании была предложена одномерная модель твердого сплава, учитывающая его пространственную неоднородность, при этом коэффициенты, его характеризующие, изменялись по синусоидальному закону. Применение описанной модели позволяет получить результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными. Также был определен количественный состав твердого раствора (Ti,W)C в предположении, что весь WC, содержащийся в твердом сплаве, после воздействия КПП растворяется в нем.

Литература

1. Uglov V. V., Kuleshov A. K., Soldatenko E. A., et al. Structure, phase composition and mechanical properties of hard alloy treated by intense pulsed electron beams // Surf. and Coat. Tech. 2012. Vol. 206. P. 2972–2976.

2. Uglov V. V., Kuleshov A. K., Krutsilina E. A., et al. Changes of T15K6 hard alloy structure and phase composition as a result of nitriding by compressive plasma flows // Изв. ВУЗов. Физика. 2012. Т. 55, № 12/3. С. 182–185.

3. Иванов Ю. Ф., Колубаева Ю. А., Овчаренко В. Е. Механизмы упрочнения поверхностного слоя твердого сплава TiC-NiCrAl при облучении электронным пучком // Изв. Томского политехн. ун-та. 2008. Т. 313, № 3. С. 93–95.

4. Брюхов В. В. Повышение стойкости инструмента методом ионной имплантации // Томск: Изд-во НТЛ. 2003. – 120 с.

5. Кулешов А. К., Якушевич А. С., Углов В. В. и др. Микроструктура, теплоперенос и плавление слоев твердого сплава, содержащего карбиды Ti и W, в условиях мощной импульсной обработки // Изв. ВУЗов. Порошковая металлургия и функциональные покрытия. 2013. № 1. С. 55–62.

6. Овчаренко В. Е., Букрина Н. В., Иванов Ю. Ф. и др. Импульсное электронно-пучковое облучение металлокерамического сплава в азотсодержащей атмосфере // Изв. Томского политехн. ун-та. 2011. Т.318. № 2. С. 110-115.

7. Mas-Guindal M. J., Contreras L., Turrillas X., et al. Self-propagating high-temperature synthesis of TiC–WC composite materials. // J. of Alloys and Compounds. Vol. 419. 2006. P. 227–233.

УДК 539.21

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ МАССОПЕРЕНОСА НА ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ АУСТЕНИТНОЙ СТАЛИ, ПОДВЕРГНУТОГО ВОЗДЕЙСТВИЮ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

Н. Н. Черенда[1], В. В. Углов[1], Ю. В. Мартинович[1], В. М. Асташинский[2], А. М. Кузьмицкий[2]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Аустенитная хромоникелевая сталь является основным конструкционным материалом несущих элементов бланкета и вакуумной камеры в термоядерном реакторе ИТЭР. В условиях срыва плазмы и ее воздействия на элементы камеры актуальным является вопрос стабильности структуры и свойств используемых материалов. Целью настоящей работы являлось исследование структуры поверхностного слоя аустенитной нержавеющей стали марки Х18Н10Т (18% Cr, 10% Ni, 2% Mn, 0.8% Si, 0.8% Ti, баланс – Fe) при воздействии компрессионными плазменными потоками (КПП), генерируемыми магнитоплазменным компрессором компактной геометрии [1]. Воздействие КПП проводили 1–7 импульсами длительностью ~100 мкс с плотностью энергии, поглощенной поверхностным слоем 25 Дж/см^2 за импульс, регистрируемой калориметрическим способом. Эксперименты проводили в режиме “остаточного газа”, при котором предварительно откачанную вакуумную камеру МПК заполняли рабочим газом – азотом до давления 400 Па. Для изучения влияния легирующих элементов, входящих в состав аустенитной стали, на происходящие при плазменном воздействии изменения структуры, дополнительно были обработаны образцы АРМКО-железа.

Взаимодействие КПП с поверхностью материала сопровождается рядом процессов, обуславливающих последующее его структурно-фазовое состояние: плавление и эрозия поверхностного слоя; возникновение конвективных потоков в расплаве, приводящих к гомогенизации элементного состава; быстрое охлаждение (со скоростью до 10^7 К/с) за счет теплоотвода на массу образца, обуславливающее формирование дисперсной структуры модифицированного слоя, а также взаимодействие атомов поверхности с остаточной атмосферой вакуумной камеры и диффузионное перераспределение элементов в тонком поверхностном слое ~100 нм [2]. Для оценки толщины расплавленного слоя были рассчитаны температурные поля в стали и железе путем решения нестационарного уравнения теплопроводности с помощью метода конечных элементов на основе платформы COMSOL Multiphysics 5.3 (рис. 1).

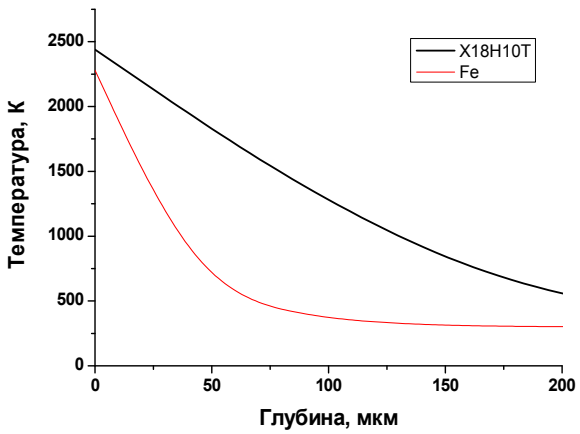


Рис. 1. Распределение температуры в поверхностном слое стали и железа после окончания действия импульса КПП (100 мкс)

Как видно из рисунка, максимальная толщина расплавленного слоя для железа ($T_{пл}$ = 1811 К [3]) составляет около 12 мкм, в то время как для аустенитной стали ($T_{пл}$ = 1673 К [3]) около 60 мкм. Результаты расчета коррелируют с данными исследования поперечных сечений образцов, показавших, что толщина расплавленного слоя стали составляет 20 мкм, а железа – 10 мкм. Отличие от данных расчета для стали может быть связано как с неточностью термодинамических характеристик стали, использованных для расчета, так и с тем, что не учитывалась эрозия поверхностного слоя.

Более низкая температура плавления астенитной стали может являться причиной меньшей эрозионной стойкости к воздействию высокотемпературной плазмы (рис. 2). Среднее значение массы удаленной с 1 см^2 поверхности за импульс составляет 4,5 мг для Х18Н10Т и около 0,6 мг для технически чистого железа.

Основным механизмом эрозии металлов в данном диапазоне параметров плазмы является гидродинамическое течение расплава и его вынос плазменным потоком за пределы образца [4]. Тогда, при воздействии КПП, расплав нержавеющей стали будет существовать большее время, чем расплав железа. Как следствие, за счет увеличения времени расплава, если не учитывать влияние других факторов, большее его количество будет удаляться плазменным потоком с поверхности образца. Другой причиной может являться влияние легирующих элементов на вязкость и поверхностное натяжение расплава металла. Известно, что хром и никель, входящие в состав нержавеющей стали, снижают кинематическую вязкость расплава железа, а также его поверхностное натяжение [5, 6]. Следовательно, расплав нержавеющей стали должен легче удаляться плазменными потоками.

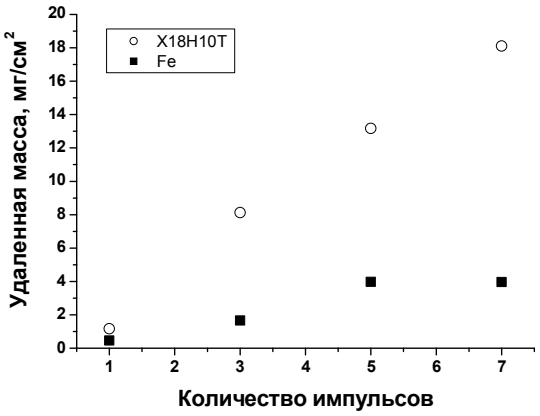


Рис. 2. Зависимость массы, удаленной с единицы поверхности стали и железа при воздействии КПП

Анализ морфологии поверхности образцов стали с помощью растровой электронной микроскопии показал, что после воздействия КПП происходит формирование островковой пленки в виде поверхностных образований круглой формы. Независимо от количества имульсов, размеры этих образований составляют около 2 мкм (рис. 3). С увеличением количества импульсов происходит увеличение количества этих образований, т. е. площадь пленки увеличивается. Пленка является прозрачной для обратно-рассеянных электронов, используемых для анализа, что говорит о ее малой толщине (менее 100 нм). Для определения элементного состава островковой пленки был проведен дополнительный энергодисперсионный анализ, показавший, что пленка преимущественно содержит атомы кислорода и титана. В некоторых случаях в пленке присутствовали атомы марганца.

Сталь Х18Н10Т должна иметь аустенитную структуру. Однако проведенный рентгеноструктурный анализ показал, что, что в исходном образце стали присутствует α-Fe (рис. 4), что обусловлено, вероятно, неравномерностью рапределения никеля по объему образца. После воздействия КПП на дифрактограммах образцов присутствуют только диффракционные линии аустенита, что может быть связано с гомогенизацией элементного состава в поверхностном слое при плазменном воздействии.

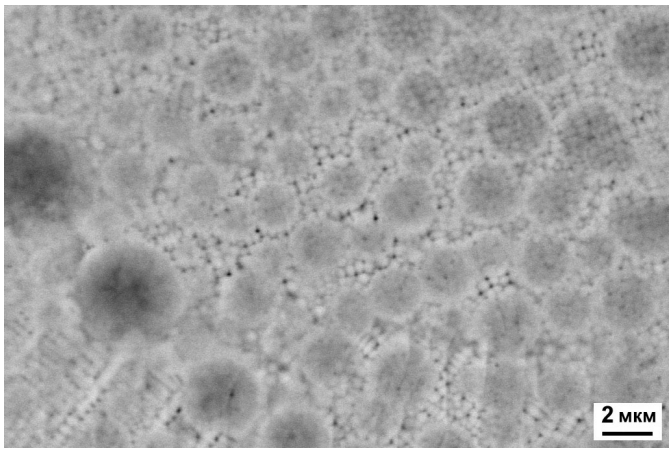


Рис. 3. Морфологии поверхности образцов стали после воздействия 7 импульсов КПП

Известно, что взаимодействие высокотемпературных плазменных потоков с поверхностью материала сопровождается возникновением гидродинамических неустойчивостей на границе плазма–расплав, таких, как неустойчивость Кельвина–Гельмгольца и Рэлея–Тейлора [7, 8]. Гидродинамические неустойчивости инициируют возникновение конвективного массопереноса в расплаве, ведущего к увеличению однородности распределения элементов по объему расплава. Поэтому воздействие КПП устраняет в поверхностном слое локальные области существования α-Fe, возникшие из-за недостатка в них атомов никеля в результате литья и производства проката.

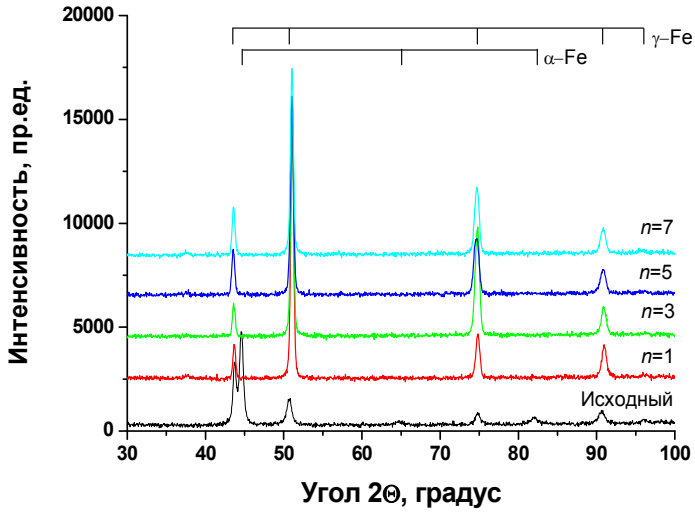


Рис. 4. Дифрактограммы образцов стали Х18Н10Т до и после воздействия

Кроме того, на дифрактограммах наблюдается пик малой интенсивности в области 37,8°. Данный дифракционный пик соответствует соединению TiO_2. Это коррелирует с результатами растровой электронной микроскопии, выявшими формирование островковой пленки. Таким образом, можно сделать вывод, что основной кристаллической фазой островковой пленки, формирующейся на поверхности обработанной КПП аустенитной стали, является TiO_2. Сталь Х18Н10Т имеет в составе атомы титана, которые на стадии охлаждения поверхностного слоя могут взаимодействовать с атомами остаточной атмосферы камеры. Несмотря на то, что для формирования плазменного потока камера заполнялась азотом, фазовый и элементный анализ показал формирование оксида титана. Энтальпия образования соединения TiO_2 меньше, чем TiN (–525,928 кДж/моль и –336,8 кДж/моль [9] соответственно), следовательно, при одновременном присутствии кислорода и азота в камере, формирование окси-

дов энергетически более выгодно. Рост зародышей оксида на стадии охлаждения поверхностного слоя должен быть обусловлен притоком атомов из остаточной атмосферы и диффузионным потоком атомов титана из приповерхностного слоя. С ростом количества импульсов воздействия происходит увеличение интенсивности дифракционной линии оксида титана. Это может быть связано с тем, что рост количества импульсов ведет к увеличению температуры поверхностного слоя, стимулируя тем самым диффузионные процессы, поскольку каждый последующий плазменный импульс приводит к удалению пленки оксида, сформированной ранее.

Таким образом, процессы массопереноса, протекающие в поверхностном слое материалов при воздействии компрессионных плазменных потоков и последующем охлаждении, во многом определяют результирующее структурно-фазовое состояние модифицированного слоя.

Литература

1. Углов В. В., Черенда Н. Н., Анищик В. М., Асташинский В. М., Квасов Н. Т. Модификация материалов компрессионными плазменными потоками. Минск: БГУ, 2013. – 248 с.

2. Cherenda N. N., Uglov V. V., Kuleshov A. K., Astashynski V. M., Kuzmitski A. M. Surface nitriding and alloying of steels with Ti and Nb atoms by compression plasma flows treatment // Vacuum. 2016. Vol. 129. P. 170–177.

3. Бабичев А. П. и др. Физические величины: справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

4. Tereshin V. I., Garkusha I. E., Bandura A. N., Byrka O. V., Chebotarev V. V., Makhlaj V. A., Solyakov D. G., Wuerz H. Influence of plasma pressure gradient on melt layer macroscopic erosion of metal targets in disruption simulation experiments // J. Nucl. Mater. 2003. Vol. 313–316. P. 685–689.

5. Еланский Г. Н. Строение и свойства металлических расплавов. М.: Металлургия, 1991. – 160 с.

6. Ниженко В. И. Поверхностное натяжение жидких металлов и сплавов (одно- и двухкомпонентные системы): справочник. М.: Металлургия, 1981. – 208 с.

7. Bazylev B., Janeschitz G., Landman I., Pestchanyi S., Loarte A., Federici G., Merola M., Linke J., Hirai T., Zhitlukhin A., Podkovyrov V., Klimov N. Behaviour of melted tungsten plasma facing components under ITER-like transient heat loads. Simulations and experiments // Fusion Engineering and Design. 2008. Vol. 83. P. 1077–1081.

8. Leyvi A. Ya., Yalovets A. P. Numerical study of mass transfer of a material under intense flows of high-speed electrons and plasma // IOP Conf. Series: J. of Physics: Conf. Series. 2017. Vol. 830. P. 012071–0120714.

9. Гольдштейн М. И. Специальные стали. М.: Металлургия, 1985. – 408 с.

УДК 621.373.826:533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ЦИРКОНИЯ ПРИ ДВУХИМПУЛЬСНОМ ДВУХВОЛНОВОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ В ВОЗДУХЕ

А. Н. Чумаков[1], А. С. Сметанников[2], М. Ивкович[3], Н. М. Сакан[3], Н. А. Босак[1], В. А. Булавский[1], А. А. Иванов[1]

[1]Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[3]Институт физики, г. Белград, Сербия

Эффективность лазерного воздействия на материалы в воздухе существенно зависит от частоты повторения лазерных импульсов. При частотах повторения лазерных импульсов свыше 5 кГц обнаружен режим эрозионного образования плазмы с многократным ростом давления на поверхности мишени [1]. При двухимпульсном воздействии лазерного излучения (ЛИ) выявлено усиление разогрева паров мишени в определенном диапазоне временных интервалов между импульсами [2, 3]. Зарегистрирован шестикратный рост эффективности прошивки отверстий в алюминиевой мишени вторым импульсом при воздействии цуга импульсов Nd:YAG- лазера [4]. Двухимпульсное лазерное воздействие все шире используется в методе лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии [5].

Исследования воздействия на алюминий последовательности двух импульсов ЛИ с двумя длинами волн выявили увеличение доли ионов в лазерно-индуцированной плазме благодаря селективному возбуждению и ионизации [6]. Установлены зависимости температуры лазерной плазмы и концентрации заряженных частиц, а также удельного импульса отдачи от порядка следования и временного интервала парных импульсов ЛИ на длинах волн 1064 и 532 нм, воздействующих на латунь и углерод в воздухе [7].

Целью данной работы является исследование особенностей плазмообразования при лазерном воздействии на металл с высокой температурой плавления и кипения, одним из которых является цирконий.

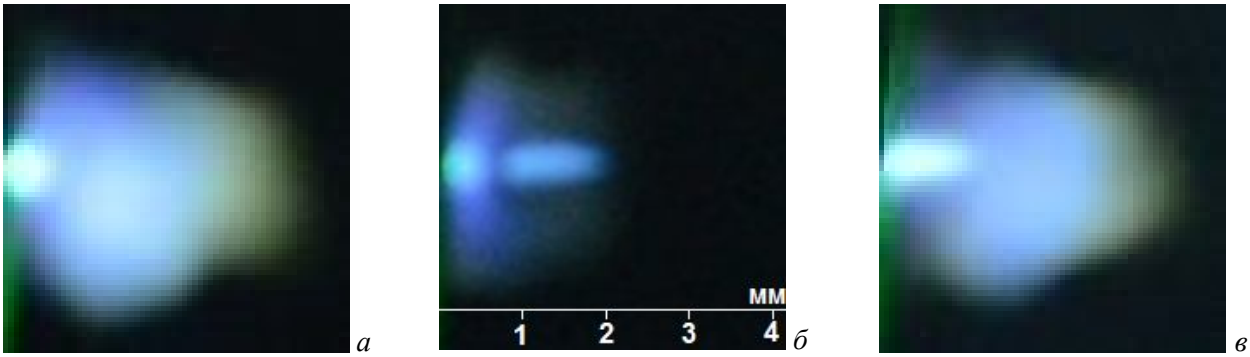
Основу установки составили два Nd:YAG- лазера, генерирующих излучение на длинах волн 1064 и 532 нм. Лазер ЛТИ – 403 (λ_1 = 1064 нм, E = 78 мДж, τ = 20 нс) обеспечивал практически одинаковую длительность и энергию импульсов с лазером LS-2130 (λ_2 = 532 нм, E = 69 мДж, τ = 20 нс). Установка позволяет создать двухимпульсное воздействие ЛИ на цирконий в воздухе с регулируемым интервалом времени между импульсами и управляемым порядком их следования.

В экспериментах регистрировались спектры приповерхностной плазмы, разлет и свечение плазменного факела, магнитное поле в плазме циркония. Регистрацию спектров лазерной плазмы с экспозицией 7 мс обеспечивал спектрометр SDH–IV с линейным ПЗС приемником TCD 1304 AP (Toshiba), согласованным с компьютером и блоком синхронизации лазерной системы. Цифровой четырехканальный осциллограф GwINSTEK (полоса пропускания 200 МГц) использовался для регистрации импульсов ЛИ, свечения плазмы и наведенной ЭДС в датчике магнитного поля. Случаю опережающего воздействия коротковолнового ЛИ (λ = 532 нм) соответствуют отрицательные значения временного сдвига между импульсами, а положительные – длинноволнового ЛИ (λ = 1064 нм). Эксперименты проводились при плотности мощности ЛИ $q_{0,532} = 2{,}7\cdot10^9$ Вт/см^2 и $q_{1,064} \le 3{,}1\cdot10^9$ Вт/см^2 в пятне облучения $d_n \sim 0{,}4$ мм. Структура светящейся области лазерного факела и ее зависимость от временного интервала между лазерными импульсами исследовались с помощью фотокамеры Nicon D3200 с матричным фотоприемником.

О зависимости структуры приповерхностной лазерной плазмы на мишени от условий двухимпульсного лазерного облучения циркония на двух длинах волн можно судить по интегральным фотографиям плазменного факела, представленным на рис. 1, *а*–*в*. Анализ интегральных фотографий лазерного плазменного факела на циркониевой мишени выявил их зависимость не только от временного интервала, но и от порядка следования импульсов ЛИ с длинами волн 1064 и 532 нм. При опережающем воздействии коротковолнового (λ = 532 нм) импульса излучения наблюдается широкий светящийся факел с ярким ядром вблизи мишени (рис. 1, *а*). В случае опережающего воздействия длинноволнового (λ = 1064 нм) импульса лазера длина яркого ядра увеличивается (рис. 1, *в*). При одновременном воздействии ЛИ наблюдается формирование лазерной искры в воздухе (рис. 1, *б*).

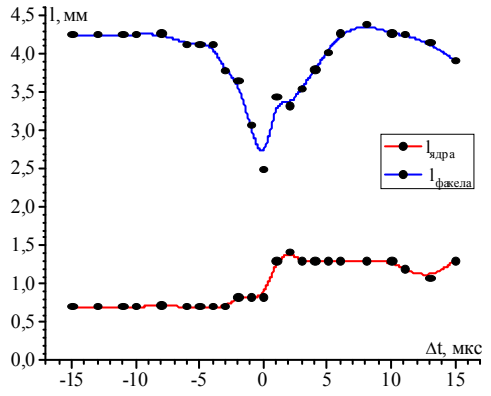
В диапазоне временных сдвигов между лазерными импульсами от –15 до –5 мкс высота факела циркония над поверхностью мишени почти не изменяется (рис. 1, *г*), достигая минимума при нулевой задержке между импульсами. Высота плазменного факела достигает максимального значения $h_{макс}$ = 4,4 мм при временной задержке Δt = 8 мкс. Ярко светящееся ядро плазменного факела циркония достигает высоты h = 1,4 мм при временной задержке Δt = 2 мкс. Наблюдается перестраиваемая структура лазерного факела с изменением порядка следования лазерных импульсов и временного интервала между ними.

Свечение приповерхностной плазмы циркония регистрировалось с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ–114 в спектральной области ($\lambda_{макс}$ = 0,4–0,8 мкм). Зависимость интенсивности интегрального свечения плазмы от временного интервала и порядка следования импульсов лазерного излучения (на (λ = 532 и 1064 нм) представлена на рис. 2, *а*. Интенсивность свечения плазмы убывает с изменением интервала между импульсами от –15 до 15 мкс и резко падает почти втрое при совпадении импульсов во времени (Δt = 0 мкс). При этом временная зависимость свечения плазмы циркония при интервале между импульсами Δt = –3 мкс (рис. 2, *б*) характеризуется длительным спаданием ее интенсивности в течение времени ~100 мкс, что на три порядка превышает длительность лазерных импульсов ~20 нс.



а *б* *в*

–11 мкс 0 мкс 11 мкс



г

Рис. 1. Зависимость структуры (*а*, *б*, *в*) и высоты (*г*) плазменного факела циркония от временного интервала и порядка следования импульсов воздействующего лазерного излучения на длинах волн 532 и 1064 нм

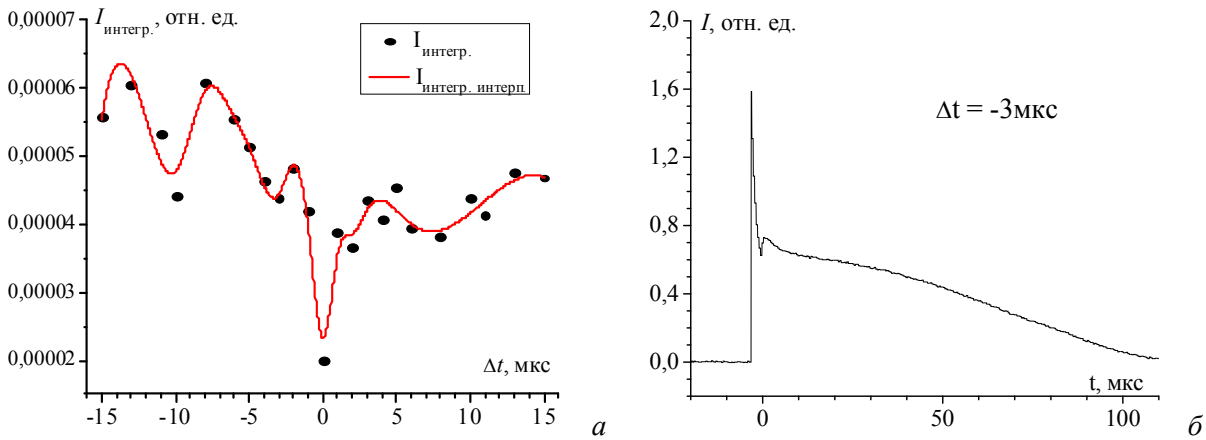


Рис. 2. Зависимость интенсивности интегрального свечения плазменного факела от временного интервала и порядка следования импульсов воздействующего лазерного излучения на длинах волн 532 и 1064 нм (*а*), а также от времени при интервале между лазерными импульсами $\Delta t = -3$ мкс (*б*)

Спектры приповерхностной лазерной плазмы циркония, зарегистрированные при различных временных интервалах между лазерными импульсами, свидетельствуют о выраженной зависимости состава образуемой плазмы от порядка следования бихроматических лазерных импульсов (рис. 3, *а*).

Для определения температуры плазмы циркония использовался метод относительных интенсивностей спектральных линий Zr II 343,8 нм и Zr II 363,3 нм. Максимальное значение температуры (30 600 К) достигается при опережающем воздействии импульса с $\lambda = 0{,}532$ мкм и при интервале между лазерными импульсами $\Delta t = -3$ мкс (рис. 3, *б*). Таким образом, изменяя порядок следования и временной интервал между лазерными импульсами можно управлять параметрами плазмы, обеспечивая достижение ее максимальных значений. Воздействие первого коротковолнового импульса приводит к более эффективному нагреву мишени и образованию эрозионной плазмы из-за меньшего коэффициента отражения, а воздействие длинноволнового импульса позволяет сильнее разогреть эрозионную плазму из-за кубической зависимости коэффициента поглощения плазмы от длины волны [8].

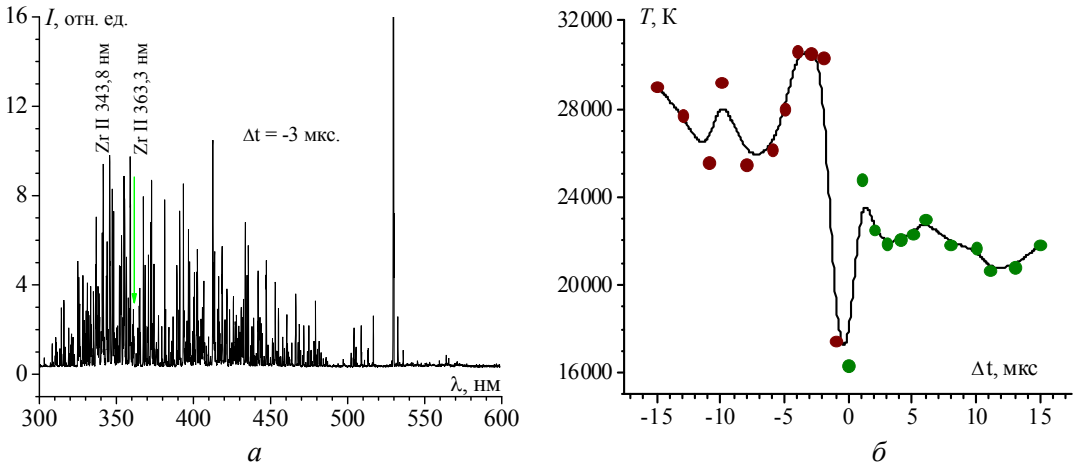


Рис. 3. Зависимость спектров (*а*) и температуры приповерхностной плазмы циркония (*б*) от временного интервала и порядка следования импульсов воздействующего лазерного излучения на длинах волн 532 и 1064 нм

Для регистрации магнитного поля использован магнитный зонд на основе небольшой катушки индуктивности. Типичная осциллограмма с магнитного зонда показана на рис. 4, *а*, а зависимость величины магнитного поля в плазме циркония от временного сдвига и порядка

следования лазерных импульсов представлена на рис. 4, *б*. При отрицательных временных задержках величина магнитного поля составляет 40 мкТл, стремясь к минимуму при нулевой задержке и достигая максимума B = 74 мкТл при Δt = 15 мкс.

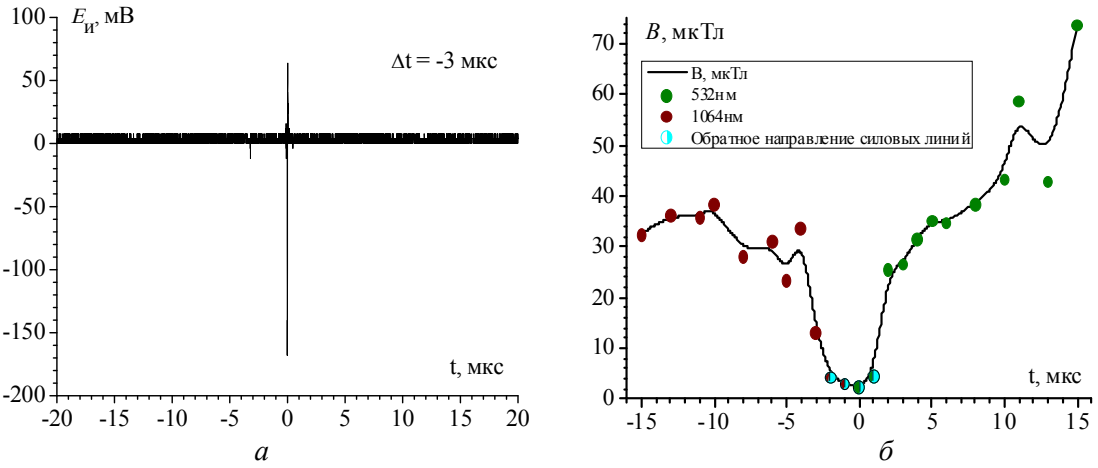


Рис. 4. Осциллограмма ЭДС, наведенной в датчике магнитного поля и зависимость величины магнитного поля в плазме циркония от временного сдвига и порядка следования лазерных импульсов

Изучены особенности структуры факела при двухимпульсном (на двух длинах волн) лазерном воздействии на цирконий в воздухе. Экспериментально получены зависимости структуры, высоты и интегрального свечения плазменного факела, температуры плазмы и величины магнитного поля в плазме циркония от временного сдвига и порядка следования лазерных импульсов.

Литература

1. Минько Л. Я., Чумаков А. Н., Босак Н. А. Об эффективном режиме эрозионного приповерхностного плазмообразования в воздухе при импульсно-периодическом лазерном воздействии // Квантовая электроника. 1990. Т. 17, № 11. С. 1480–1484.

2. Минько Л. Я., Чумаков А. Н., Баканович Г. И. Оптико-спектроскопическая диагностика крупномасштабных приповерхностных плазменных образований при двухимпульсном лазерном воздействии // Журн. прикл. спектроскопии. 1994. Т. 61, № 5–6. С. 476–484.

3. Петух М. Л., Розанцев В. А., Широканов А. Д., Янковский А. А. Интенсивность спектров плазмы единичных и сдвоенных лазерных импульсов // Журн. прикл. спектроскопии. 2000. Т. 67, № 6. С. 798−801.

4. Першин С. М. Нелинейный рост эффективности взаимодействия второго импульса с мишенью при возбуждении плазмы цугом импульсов Nd:YAG-лазера // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 1. С. 63−67.

5. Кремерс Д., Радзиемски Л. Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия. М.: Техносфера, 2009. – 360 с.

6. Бураков В. С., Бохонов А. Ф., Неделько М. И., Тарасенко Н. В. Изменение ионизационного состояния приповерхностной лазерно-индуцированной плазмы алюминия в двухимпульсных режимах абляции // Квантовая электроника. 2003. Т. 33, № 12. С. 1065–1071.

7. Чумаков А. Н., Босак Н. А., Панина А. В. Приповерхностное плазмообразование при двухимпульсном лазерном воздействии на двух длинах волн в воздухе // Журн. прикл. спектроскопии. 2017. Т. 84, № 4. С. 595−602.

8. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. // Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука. 1970. – 272 с.

УДК 539.21

ФОРМИРОВАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ В ЗАЭВТЕКТИЧЕСКИХ СИЛУМИНОВЫХ СПЛАВАХ ПРИ КОНВЕКТИВНОМ МАССОПЕРЕНОСЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ КОМПРЕССИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

В. И. Шиманский[1], А. Ю. Евдокимов[1], В. В. Углов[1], Н. Н. Черенда[1], В. М. Асташинский[2]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Силуминовые сплавы, представляющие собой сплавы алюминия и кремния, являются перспективными материалами в области машиностроения и используются, например, для изготовления поршней двигателей внутреннего сгорания[1, 2]. Такие сплавы обладают малым удельным весом, низким значением коэффициента температурного расширения, высокой жаропрочностью. Ввиду ограниченной растворимости кремния в решетке алюминия в структуре заэвтектических силуминовых сплавов происходит выделение крупных частиц кремния, на межфазных границах которых могут возникать высокие внутренние напряжения, приводящие к разрушению всего материала и снижению износостойкости изделий.

В данной работе предлагается провести измельчение первичных кристаллов кремния в заэвтектическом силуминовом сплаве за счет его обработки высокоэнергетическими импульсными потоками плазмы, в результате которой будет осуществлено плавление приповерхностного слоя с его последующей направленной скоростной кристаллизацией.

В качестве объекта исследования использовался заэвтектический силуминовый сплав с содержанием кремния 44 ат.% (Al-44Si). Образцы представляли собой круглые пластинки диаметром 2 см и толщиной 4 мм. Модифицирование поверхности осуществляли воздействием компрессионных плазменных потоков, генерируемых с помощью магнитоплазменного компрессора компактной геометрии в остаточной атмосфере азота (давление остаточной атмосферы 400 Па). Использовали режимы обработки, обеспечивающие различные плотности поглощенной энергии, что достигалось за счет изменения расстояния между поверхностью образцов и срезом электрода разрядного устройства (L) от 14 до 6 см. При этом энергия падающего плазменного потока определяется также напряжением на системе конденсаторов (U), которое в данной работе составляло 4,0 кВ. Обработку поверхности осуществляли последовательным воздействием тремя импульсами, следующими друг за другом с интервалом около 10 с, длительность одного импульса составляла 100 мкс.

Для анализа структурно-фазового состояния приповерхностного слоя модифицированных заэвтектических силуминовых сплавов использовали методы растровой электронной микроскопии, совмещенной с рентгеноспектральным микроанализом, рентгеноструктурный анализ, а также оптическая микроскопия.

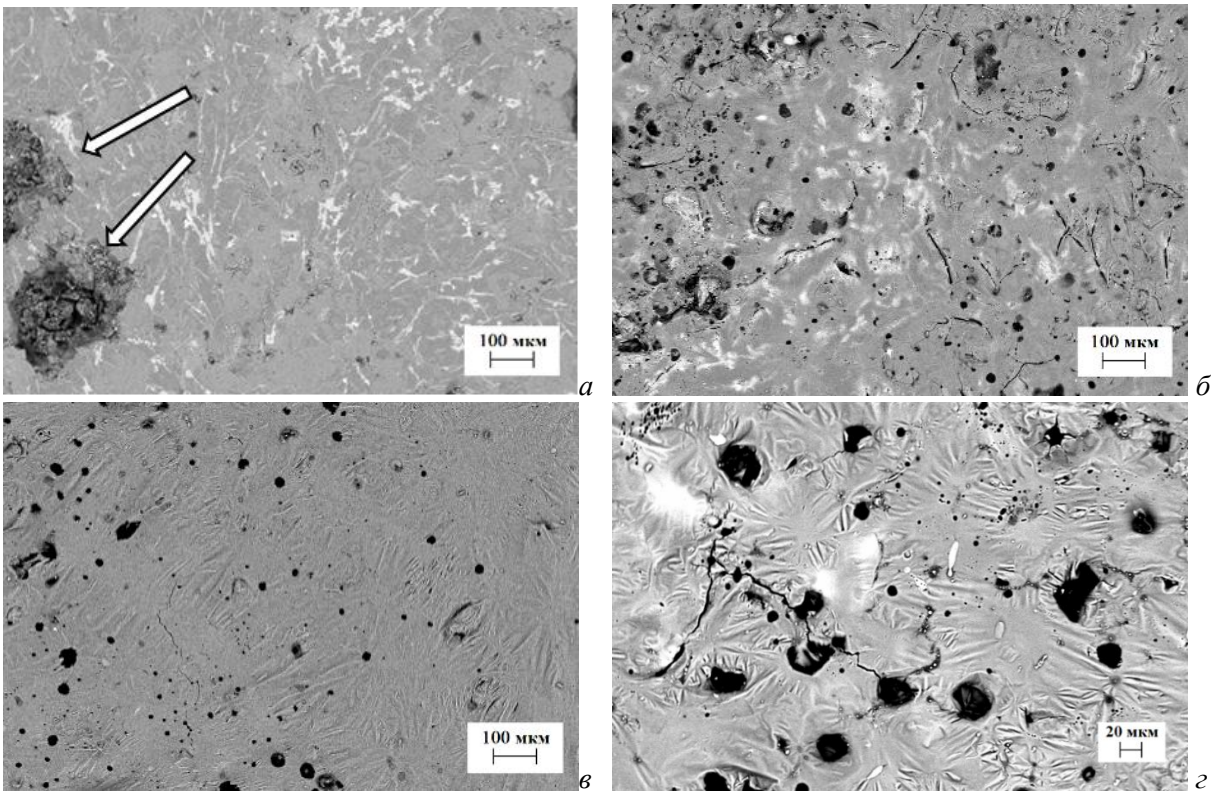
Гидродинамическое движение расплава силуминового сплава, вызванное воздействием компрессионных плазменных потоков, приводит к гомогенизации элементного состава в приповерхностном слое, что позволяет сформировать более однородный расплав, в котором также присутствуют атомы металлов (Fe, Cu, Ni, Mg). После прекращения действия импульса плазмы происходит скоростная кристаллизация расплава, в результате которой диффузионные процессы, контролирующие перераспределение кремния и алюминия в твердой фазе, не успевают пройти, и формируется эвтектическая смесь кремния и алюминия с повышенным содержанием кремния. Локальные неоднородности в расплаве, вызванные скоплением атомов кремния, начинают кристаллизоваться на первом этапе охлаждения, однако их рост

ограничивается скоростной кристаллизацией и их размер существеуно уменьшается по сравнению с первичными кристаллами, обнаруженными в исходном состоянии. Плотность поглощенной энергии также влияет на размер кристаллитов кремния. Так, с помощью растровой электронной микроскопии удалось обнаружить, что с повышением плотности поглощенной энергии происходит снижение среднего размера кристаллитов до 200–300 нм. Это может быть результатом увеличения скорости охлаждения расплава ввиду достижения более высокой температуры в приповерхностном слое, а мощность «стока» теплоты, связанная с объемом нерасплавленной части, остается неизменной.

Также существенную роль в формировании микроструктуры закристаллизовавшегося слоя играют примеси дополнительных металлов, которые будучи растворенными в расплаве, при его кристаллизации вытесняются на границу фронта кристаллизации, распределяясь по границам сформировавшихся кристаллитов. Именно эти кристаллиты, ввиду их более высокой температуры затвердевания, являются центрами (зародышами) кристаллизации, а расплав эвтектического состава кристаллизуется в межкристаллитном пространстве при достижении температуры затвердевания эвтектики.

Таким образом, роль плазменного потока при обработке заэвтектического силуминового сплава сводится к нагреву и плавлению приповерхностного слоя, а также равномерному его перемешиванию в жидком состоянии, обеспечивающему диспергирование структуры, в частности первичных кристаллитов кремния. Ввиду более равномерного перемешивания уменьшаются размеры локальных неоднородностей распределения кремния, в результате чего повышается количество зародышей кристаллизации, способствующее уменьшению их размеров после затвердевания.

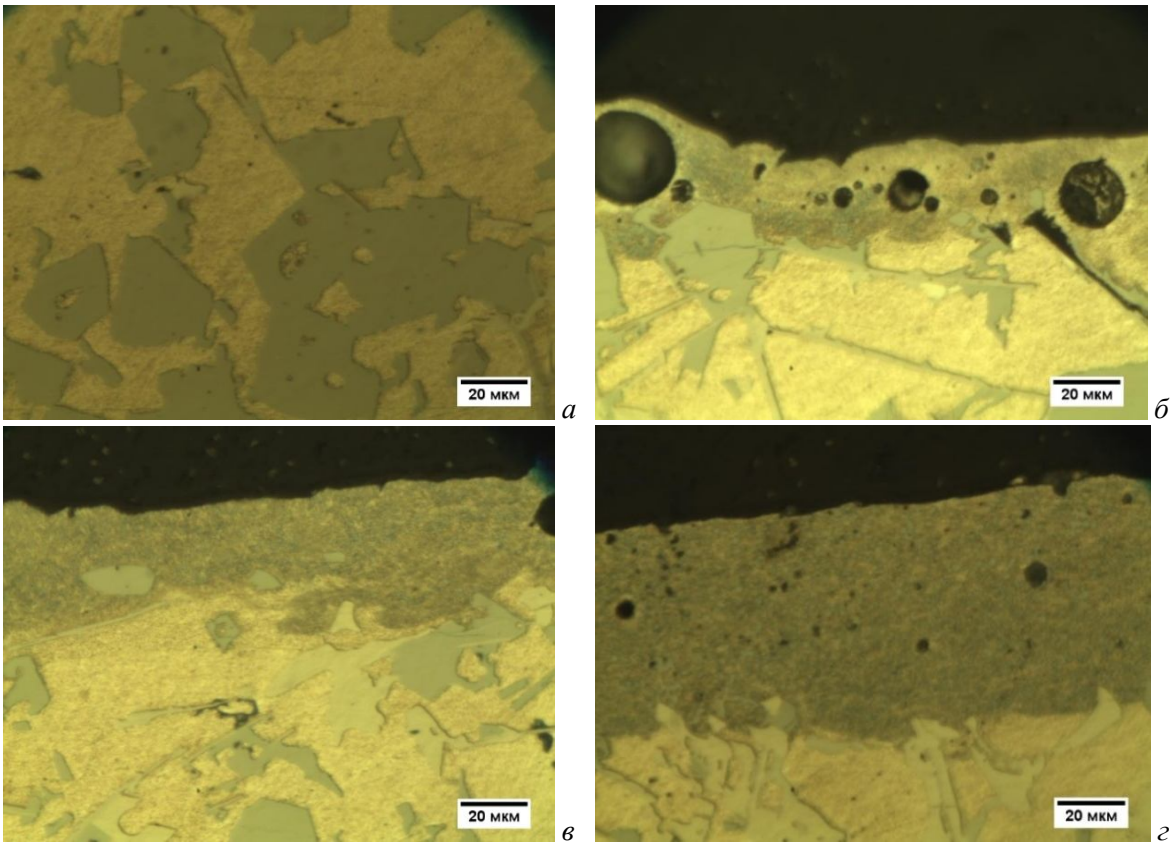
Критерием достижения температуры плавления поверхности силуминового сплава служило изменение ее морфологии, которая изучалась с помощью растровой электронной микроскопии (рис. 1).



а *б* *в* *г*

Рис. 1. РЭМ-изображения поверхности сплава Al-44Si после воздействия компрессионными плазменными потоками: *а* – U = 3,0 кВ, L = 14 см, *б* – 3,0 и 10, *в* – 3,0 и 6, *г* – 4,0 и 14

Так, при напряжении на системе конденсаторов U = 3,0 кВ и при максимальном удалении образца от источника плазменного потока (L = 16 см) структура поверхности аналогична исходному состоянию, это свидетельствует о недостижении температуры плавления. На поверхности обнаруживаются макродефекты в виде отдельных «ямок» с размером, превышающим 100 мкм (рис. 1, *а*), появление которых связано с технологическими процессами при изготовлении силуминовых сплавов при литье. Также на поверхности явно проявляются особенности микроструктуры, связанные с неравномерным распределением элементов, проявляющиеся в элементном контрасте при анализе поверхности в режиме отраженных электронов в растровом электронном микроскопе, и представляющие собой участки неправильной формы в виде тонких пластинок средней длиной несколько десятков микрометров и толщиной от единиц до десяти микрометров. Данные участки связаны с локализацией нерастворенных тяжелых примесей (Cu, Ni, Mg, Fe), которые обнаруживались методом рентгеноспектрального микроанализа. При уменьшении расстояния L до 10 см (рис. 1, *б*) происходит частичное плавление поверхности, которое проявляется в изменении формы включений, исчезновении на расплавленных участках макродефектов («ямок») и появлении микротрещин в расплавленной области. Дальнейшее уменьшение L до 6 см (рис. 1, *в*) способствует полному плавлению поверхностного слоя, приводящему к формированию характерного волнистого рельефа, обусловленного действием сил поверхностного натяжения в расплаве. При обработке заэвтектического силуминового сплава Al-44Si при напряжении на системе конденсаторов магнитоплазменного компрессора 4,0 кВ эффект плавления поверхности наблюдается при всех использованных расстояниях L от 14 до 6 см (рис. 1, *г*). Также следует отметить появление на поверхности закристаллизовавшегося расплава пор округлой формы со средним размером 15–20 мкм.



а *б* *в* *г*

Рис. 2. Микроструктура поперечных шлифов заэвтектического силуминового сплава Al-44Si после воздействия компрессионными плазменными потоками (*а* – исходное состояние, *б* – U = 4,0 кВ, L = 10 см, *в* – 4,0 и 8, *г* – 4,0 и 6)

Для оценки глубины модифицированного компрессионными плазменными потоками слоя в сплаве Al-44Si подготавливались поперечные шлифы, изображения которых получены с помощью оптической микроскопии, представлены на рис. 2.

На изображении исходного состояния отчетливо видны первичные кристаллы кремния неправильной полиэдрической формы, размеры которых составляют 20–30 мкм. Матрица вокруг кристаллов кремния представляет собой смесь Al-Si эвтектического состава. После плазменного воздействия, обеспечивающего плавление приповерхностного слоя, наблюдается изменение его микроструктурного состояния. Обнаружено формирование переплавленного слоя, толщина которого изменяется от 25 до 60 мкм при увеличении плотности поглощенной энергии, т. е. при уменьшении расстояния между образцом и электродами от 14 до 6 см. В данном слое происходит растворение первичных кристаллов кремния и гомогенизация элементного состава. Следует также обратить внимание на одинаковую глубину расплавленного слоя вдоль всей поверхности каждого образца. Тем не менее, в областях расплавленного слоя, расположенных близко к нерасплавленной части, можно заметить оставшиеся крупные первичные кристаллы кремния, наличие которых связано с тем, что температура в них превышает температуру плавления эвтектической смеси, оставаясь ниже температуры плавления кремния.

Плавление приповерхностного слоя потоком компрессионной плазмы, как известно, приводит к процессам жидкофазного перемешивания компонентов расплава, обеспечивая гомогенизацию элементного состава. Ввиду ограниченной растворимости кремния и алюминия в решетках друг друга в результате такого перемешивания происходит формирование эвтектической смеси, однако избыточная концентрация кремния (по сравнению с эвтектическим составом) способствует появлению отдельных вторичных дисперсных кристаллов кремния. Образование таких кристаллов было выявлено при детальном исследовании микроструктуры с помощью растровой электронной микроскопии и рентгеноспектрального микроанализа.

Таким образом, воздействие компрессионных плазменных потоков (при напряжении на системе накопительных конденсаторах от 3,0 до 4,0 кВ) на поверхность заэвтектического силуминового сплава позволяет модифицировать приповерхностные слоя толщиной до 60 мкм. Модифицированные слои характеризуются дисперсной структурой, в которых происходит измельчение первичных кристаллитов кремния в результате сверхскоростной закалки расплава и его гидродинамического перемешивания.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ-РФФИ, грант Т19РМ-091.

Литература

1. Иванов Ю. Ф., Петрикова Е. А., Тересов А. Д. и др. Наноструктурирование поверхности силумина эвтектоидного состава электронно-ионно-плазменными методами // Изв. ВУЗов. Физика. 2013. Т. 56, № 1/2. С. 98–102.

2. Черенда Н. Н., Бибик Н. В., Углов В. В., Асташинский В. М., Кузьмицкий А. М. Модифицирование поверхностного слоя эвтектического силумина компрессионными плазменными потоками // Физика и химия обработки материалов. 2012. № 3. С. 37–42.

УДК 641.454.2

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ КАМЕР СГОРАНИЯ ПРОДУКТАМИ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ТВЕРДОГО ГОРЮЧЕГО

Л. С. Яновский, А. В. Байков, И. С. Аверьков

ФГУП «ЦИАМ им. П. И. Баранова», г Москва

Заметный вклад в современной энергетике создают энергетические установки, работающие на газифицированном твердом горючем. В целях сокращения тепловых потерь, сопровождающих их работу, в составе таких установок предполагается использовать регенеративные системы охлаждения камер сгорания, в которых, в качестве хладагента, используются газы, образующиеся при газификации твердого горючего. При этом целесообразно рассматривать возможность применения регенеративного охлаждения стенок камеры сгорания (КС), изготовленных из существующих и отработанных конструкционных материалов с помощью горючих газов, обладающих возможно большим хладоресурсом. Настоящий доклад посвящен анализу эффективности регенеративного охлаждения стенок КС продуктами газификации твердого горючего с целью выявления геометрических и режимных характеристик, обеспечивающих работоспособность энергосиловой установки (ЭСУ) в условиях высоких тепловых нагрузок. Выбор химического состава твердого горючего является важной задачей, решение которой может существенно повлиять на удельные энергетические параметры ЭСУ и эффективность работы регенеративной системы охлаждения.

К основным требованиям, предъявляемым к твердому горючему, продукты газификации которого используются для целей охлаждения, можно отнести следующие:

– отсутствие конденсированной фазы в продуктах газификации и минимизация ее выделения в каналах охлаждения при температурах до 1000 K;

– высокий суммарный физико-химический хладоресурс, составляющий не менее 2,5 МДж/кг;

– температура газов, поступающих в каналы рубашки охлаждения, не более 800 K;

– минимальный окислительный потенциал продуктов газификации;

– плотность твердого горючего не менее 1000 кг/м^3;

– высокая теплота сгорания продуктов газификации твердого горючего в воздушном потоке.

Для газификации твердого горючего рассматривается использование твердотопливных газогенераторов, в которых твердое горючее газифицируется при контакте с горячими газами, образующимися при горении твердого топлива. Простейшая схема такого газогенератора представлена на рис. 1. При сгорании заряда твердого топлива (1) в камере газогенератора создается поток горячих газов, которые проходят через пористый слой газифицируемого горючего (2). Пористый слой может быть образован отдельными хаотически расположенными частицами твердого горючего. Во избежание уноса частиц пористая засыпка опирается на решетку (3). При контакте с горячими газами, твердое горючее (2) подвергается газификации с разложением исходного материала на низкомолекулярные соединения. В рассматриваемом случае источником тепла для разложения твердого горючего служит тепло газов. В результате испарения твердого горючего температура газов уменьшается, а масса газового потока возрастает. В качестве горючего в комбинированном заряде целесообразно выбрать такие соединения, которые при газификации выделяют легкие углеводороды. В качестве такого горючего можно использовать полиэтилен, полиизобутилен, полиметилметакрилат, амидные

полимеры и др. Термодинамический анализ показывает, что применение полимеров на базе ароматических соединений нежелательно из-за большого выделения сажи при их разложении.

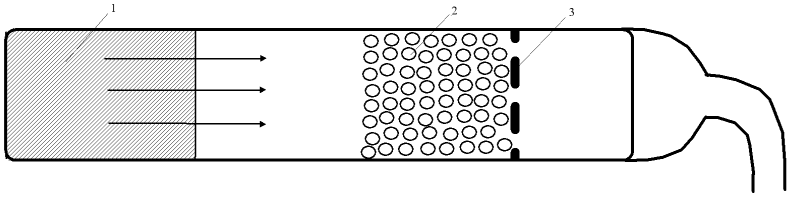


Рис. 1. Комбинированный газогенератор, работающий на твердом топливе с последовательным расположением твердого топлива и горючего для генерации низкотемпературных углеводородных газов: 1 – основной заряд твердого топлива; 2 – заряд частиц твердого горючего; 3 – несущая решетка заряда горючего

Наиболее часто в качестве твердого горючего предлагается использовать полиэтилен $(C_2H_4)_n$, который наиболее полно отвечает вышеприведенным требованиям. Эксперименты, проведенные авторами, показали, что до температур $T \sim 1000$ К разложение полиэтилена является существенно неравновесным процессом. При температурах ниже 1000 К в продуктах газификации полиэтилена практически отсутствует конденсированный углерод, а в их составе преимущественно содержатся следующие компоненты: C_2H_4, C_5H_{10}, C_6H_{12}, C_9H_{18}, $C_{10}H_{20}$. При температурах выше 1000 К полиэтилен подвергается интенсивному крекингу с образованием C_2H_2 и H_2 с интенсивным коксообразованием. Ввиду этого перегрев продуктов газификации $(C_2H_4)_n$ выше $T = 1000$ К может привести к ухудшению теплопередачи и изменению гидравлических характеристик каналов, что недопустимо при организации системы охлаждения ЭСУ.

Для газогенератора, вырабатывающего газы, содержащие продукты термического разложения полиэтилена, получены температурные зависимости физического и суммарного (физико-химического) хладоресурса продуктов газификации (рис. 2) относительно начальной температуры $T_0 = 750$ К. Видно, что физический хладоресурс $\Delta H_ф$ продуктов газификации полиэтилена при их нагреве на $\Delta T = T - T_0 = 500$ К составляет менее 2 МДж/кг. Однако за счет эндотермических реакций в каналах рубашки охлаждения значения суммарного хладоресурса ΔH_Σ существенно превышают $\Delta H_ф$. Показано, что величина $\Delta H_\Sigma \sim 2{,}5$ МДж/кг может быть достигнута при нагреве продуктов газификации полиэтилена на $\Delta T = 250$ К относительно начальной температуры 750 К. Таким образом, применение полиэтилена в качестве твердого горючего в газогенераторе обеспечивает потребное значение хладоресурса в допустимом температурном диапазоне. В качестве твердого топлива для газогенератора рассматривается использование смесевых топлив на основе нитроаминов.

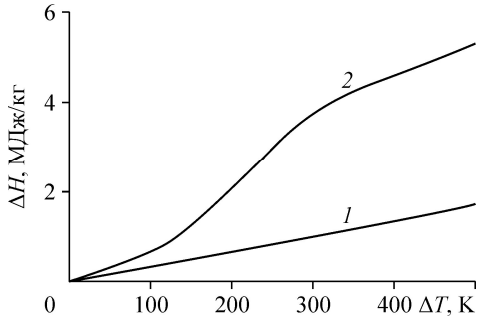


Рис. 2. Зависимость хладоресурса продуктов газификации полиэтилена от изменения температуры: *1* – $\Delta H_ф$, *2* – ΔH_Σ

На рис. 3 представлены результаты расчета относительных значений плотности $\rho/\rho_{пэ}$ материала комбинированного заряда, его стехиометрического соотношения $L_0/L_{0пэ}$ и низшей теплоты сгорания газогенераторных газов с воздухом $H_u/H_{uпэ}$, а также температуры в газоге-

нераторе $T_{гг}/T_{окт}$ при различном соотношении масс $m_{окт}/m_{пэ}$. Здесь $\rho_{пэ}$ – плотность полиэтилена, $L_{0пэ}$ – стехиометрическое соотношение его смеси с воздухом, H_u – массовая теплота сгорания, $H_{uпэ}$ – теплота сгорания полиэтилена, $T_{окт}$ – температура разложения твердого топлива, $T_{гг}$ – температура в газогенераторе, $m_{окт}$, $m_{пэ}$ – массы топлива и полиэтилена в газогенераторе соответственно. Принято, что полиэтилен имеет энтальпию образования $\Delta_f H^0_{298}$ = = –1096 кДж/кг и при температуре ~723 К подвергается деструкции с газовыделением.

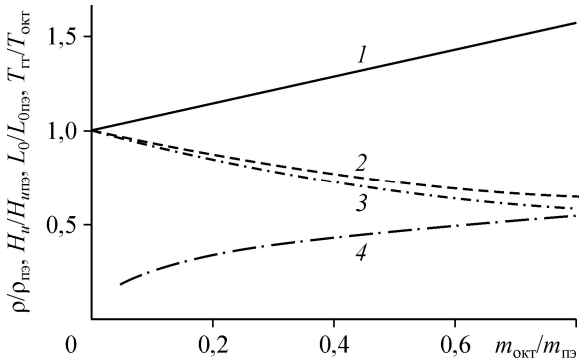


Рис. 3. Зависимость свойств материала комбинированного заряда от содержания нитроаминов: *1* – $\rho/\rho_{пэ}$, *2* – $H_u/H_{uпэ}$, *3* – $L_0/L_{0пэ}$, *4* – $T_{гг}/T_{окт}$

Приведенные данные показывают, что с увеличением $m_{окт}/m_{пэ}$ растет плотность комбинированного заряда. Это объясняется более высокой плотностью твердого топлива по сравнению с полиэтиленом. Однако при этом существенно уменьшается H_u, что негативно сказывается на эффективности газогенераторных газов как топлива. Для выполнения требований, предъявляемых к газообразному топливу ЭСУ по теплотворной способности, массовое содержание твердого топлива в комбинированном заряде должно составлять не более 10–20%. Следует отметить, что образование водорода в продуктах газификации полиэтилена способствует протеканию эндотермических реакций, в результате которых температура газов в газогенераторе может оказаться ниже температуры испарения исходного $(C_2H_4)_n$. В докладе представлены результаты математического моделирования стационарных процессов теплообмена в КС с системой противоточного регенеративного охлаждения при различных геометрических и режимных параметрах. Рассмотрены режимы работы КС в характерных диапазонах коэффициента избытка воздуха $\alpha = G_в/(G_{экм}L_0) = 0{,}5–2$ и расходонапряженности газового потока в тракте КС $\Omega = w_г\rho_г = 10 \div 1000$ кг/(с·м^2). Здесь $G_{экм}$ – массовый расход продуктов газификации, $G_в$ – массовый расход воздуха, $\rho_г$, $w_г$ – плотность и скорость продуктов сгорания в КС. Также рассмотрены два варианта КС: с полностью теплоизолированной и с частично открытой внешней поверхностью стенок (рис. 4). Оба варианта КС состоят из верхней (*2*), нижней (*3*) и боковых (*1*) стенок, продольных ребер (*4*) и каналов охлаждения (*5*). В первом варианте (рис. 4, *а*) теплоизоляция (*6*) нанесена на все внешние поверхности стенок КС, что предотвращает теплопередачу в окружающую среду. В варианте с частично открытыми стенками (рис. 4, *б*) теплоизоляция (*6*) покрывает только верхнюю стенку (*2*), а нижняя (*3*) и боковые (*1*) стенки обтекаются.

В качестве характерного показателя максимально допустимое время пребывания продуктов сгорания в КС

$$\tau_{max} = \int_{x=0}^{L_{кс}} w_г^{-1} dx.$$

Здесь $L_{кс}$ – максимальная длина КС, которая отвечает требованиям по работоспособности на исследуемом режиме. Необходимость увеличения τ_{max} связана с повышением полноты сго-

рания топлива, однако превышение τ_{max} может привести к прогару стенки и потере работоспособности ЭСУ.

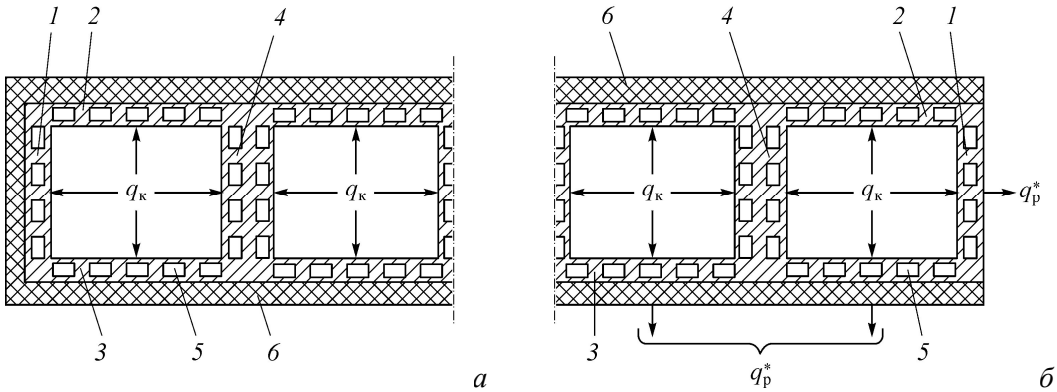


Рис. 4. Поперечное сечение и схема тепловых потоков для КС с полностью теплоизолированной (*а*) и с частично открытой (*б*) внешней поверхностью стенок: *1* – боковые стенки, *2* – верхняя стенка, *3* – нижняя стенка, *4* – продольные ребра, *5* – каналы охлаждения, *6* – теплоизоляция

Установлено, что в зависимости от расходонапряженности могут существовать режимы перегрева продуктов газификации (при малых Ω) или режимы перегрева стенок (при больших Ω). Зависимость τ_{max} от Ω имеет максимум, что объясняется, как и для ЭСУ на жидких углеводородных горючих, следующим образом. При низких значениях Ω возрастает удельная площадь поверхности КС, приходящаяся на единицу массового расхода продуктов газификации ЭКМ, что приводит к их интенсивному нагреву до высоких температур. Увеличение Ω вызывает повышение плотности теплового потока вследствие турбулизации течения при увеличении числа Рейнольдса в тракте, что приводит к росту перепада температур в стенке КС. В этом случае при относительно низких температурах $T_{экм}$ температура стенки со стороны продуктов сгорания достаточно высока и может превышать допустимую для используемого материала величину. При этом максимум τ_{max} соответствует Ω = 200–600 кг/(с·м^2). Следует отметить, что с увеличением размерности ЭСУ растет значение τ_{max}, это является следствием уменьшения удельной охлаждаемой поверхности стенок, приходящейся на единицу объема КС. В частности, для малоразмерных ЭСУ могут быть получены τ_{max} до 11 мс, а для ЭСУ большой размерности – до 17 мс при соотношении компонентов в КС, соответствующем α = 0,5.

С ростом коэффициента избытка воздуха α массовый расход топлива уменьшается, что приводит к снижению τ_{max}. Однако для реализации эффективного рабочего процесса в КС необходимо обеспечить время пребывания продуктов сгорания $\tau \geq 10$ мс. В этом случае применение регенеративного охлаждения теплоизолированных снаружи стенок позволит обеспечить их работоспособность.

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ПРОЦЕССАХ СИНТЕЗА НОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

УДК 544.452

ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ОРГАНИЧЕСКОЙ СВЯЗКИ НА ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГОРЕНИЯ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СМЕСИ Ti–C–Ni В УСЛОВИЯХ СПУТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Н. И. Абзалов, Б. С. Сеплярский, Р. А. Кочетков

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мержанова РАН, г. Черноголовка, Россия

Материалы на основе карбида титана, благодаря их твердости и износостойкости, имеют широкий спектр применения: от абразивов и защитных покрытий до конструкционных трибологических сплавов. Для увеличения их пластичности в исходную шихту вводится металлическая связка, например, никель. СВ синтез из гранулированных исходных смесей имеет ряд преимуществ над порошковыми составами. При синтезе из порошковой смеси, содержащей металлическую связку, получается твердый спек, размол которого до порошкообразного состояния требует значительных энергозатрат и приводит к загрязнению получаемого продукта веществом мелющих тел. При использовании же гранулированного состава, исключается образование прочного спека, гранулы сохраняют свои размеры, и их измельчение менее трудозатратно.

Для грануляции составов в исходную порошковую смесь вводится органическая связка, температура разложения которой (~200 °C) во много раз меньше температуры горения СВС составов, использованных в работе (>2000 °C). Однако экспериментально влияние количества органической связки в исходной смеси как на процесс горения, так и на фазовый состав продуктов синтеза не изучено. Поэтому в данной работе было исследовано влияние содержания органической связки на закономерности горения гранулированной смеси Ti–C–Ni (содержание Ni составляло 0, 10% и 20% от массы всей смеси) в условиях спутной фильтрации примесных газов и продуктов разложения связки.

Для гранулирования составов готовилась порошковая смесь путем перемешивания в смесителе типа ”пьяная бочка”. Далее в порошковую смесь добавлялся раствор поливинилбутираля (ПВБ) в этиловом спирте. После смешения жидкой и твердой фазы полученная пастообразная масса протиралась через сито с размером ячейки 1,25 мм. Для придания гранулам сферической формы полученные в результате протирания исходные гранулы окатывались путем перемещения по вращающейся горизонтальной поверхности. Затем гранулы высушивались на воздухе и рассеивались на вибросите (в работе использовали гранулы 0,6–1,6 мм). Для гранулирования использовались 4-х и 10%-е спиртовые растворы ПВБ. Массовое содержание ПВБ в гранулах рассчитывалось из соотношения масс порошковой смеси и раствора ПВБ при гранулировании. Полученные значения приведены в табл. 1.

Все наши предыдущие исследования гранулированных смесей проводились при использовании 4%-го р-ра ПВБ (содержание ПВБ в гранулах после высушивания не превышало 1 мас.%). Ввиду низкой температуры разложения связки, и её невысокого содержания в

гранулах (<2,5 мас.%) предполагалось, что повышение содержания ПВБ с ~1 до 2–2,5% существенного влияния на процессы горения не окажет. Однако эксперименты показали, что даже такое незначительное увеличение содержания ПВБ в гранулах (на 1–1,5%) приводит к скачкообразному увеличению скорости горения (табл. 2). В рамках кондуктивной модели, согласно которой распространение фронта происходит за счет последовательного зажигания гранул друг от друга, а разложение ПВБ происходит в зоне прогрева волны горения, нельзя объяснить такой рост скорости горения.

Таблица 1

Массовое содержание ПВБ в гранулах, %

Состав смеси	Применяемый раствор ПВБ	
	4%	10%
Ti + C	0,9	2,3
(Ti + C) – 10%Ni	0,8	2,1
(Ti + C) – 20%Ni	0,9	2,4

Таблица 2

Скорости горения гранулированных смесей при различном содержании органической связки в растворе

Состав смеси	Скорость горения, мм/с	
	4%-й раствор ПВБ	10%-й раствор ПВБ
Ti + C	85	155
(Ti + C) – 10%Ni	63	145
(Ti + C) – 20%Ni	45	60

Полученные экспериментальные результаты дают основание предположить, что при повышении содержания ПВБ в смесях Ti + C, (Ti + C) – 10%Ni кондуктивный режим, предполагающий полный прогрев смеси в волне горения сменяется конвективным. В этом режиме поток газа поджигает с поверхности гранулы, обеспечивая высокую скорость горения (волны воспламенения), которая значительно превышает теоретические оценки по теории фильтрационного горения [1]. Ранее в работе [2] был установлен факт существования конвективного режима горения для смесей Ti + xC ($0{,}5 \le x \le 1$) в потоке азота. В рамках конвективного режима возможно попадание исходного ПВБ за фронт воспламенения, где он разлагается на газообразные продукты за счет экзотермической реакции взаимодействия титана с углеродом. Продукты разложения, фильтруясь через несгоревшую часть засыпки, обеспечивают реализацию конвективного режима. Отсутствие перехода в конвективный режим смеси (Ti + C) – 20% Ni может быть объяснено понижением температуры горения, которое приводит к снижению температуры фильтрующихся газов и, соответственно, невозможности реализации конвективного режима [3].

Был проведен РФА продуктов синтеза, который показал, что увеличение количества связки не приводит к изменению фазового состава.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-33-90114 Аспиранты.

Литература

1. Алдушин А. П., Мержанов А. Г. Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск: Наука, 1988. С. 9.

2. Сеплярский Б. С., Кочетков Р. А. Исследование закономерностей горения порошковых и гранулированных составов Ti + *x*C (*x* > 0.5) в спутном потоке газа // Химическая физика. 2017. Т. 36, № 9. С. 23–31.

3. Сеплярский Б. С., Кочетков Р. А., Лисина Т. Г. Экспериментально-теоретический метод расчета условий реализации конвективного режима горения // Химическая физика. 2019. Т. 38. № 3.

УДК 66.017

ОСОБЕННОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ СЛОИСТЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОГО СВС-СЖАТИЯ

П. М. Бажин, А. М. Столин, А. П. Чижиков, А. С. Константинов, А. Д. Прокопец

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мержанова РАН, г. Черноголовка, Россия
bazhin@ism.ac.ru

Слоистые композиционные материалы (СКМ) находят широкое применение в различных областях промышленности благодаря своим выдающимся свойствам, значительно превосходящим традиционные металлы, сплавы и керамики [1, 2]. У СКМ высокая твердость, механическая прочность, они химически инертны и термически стабильны. Процесс получения СКМ в общем виде можно разделить на две технологические стадии: первая – получение макрослоев, вторая – их консолидация в слоистую заготовку за счет внешнего давления или термообработки. Перспективным методом, сочетающим обе технологические стадии, является сочетание процесса горения и высокотемпературного сдвигового деформирования, которое реализовано в методе свободного СВС-сжатия [3]. В условиях данного метода открываются широкие возможности за десятки секунд получать СКМ с заданной структурой и свойствами.

В качестве объектов исследования были выбраны материалы на основе борида титана, которые широко используются в авиационной, автомобильной, металлургической промышленности, медицине и др. Исходные порошки титана марки ПТС (45 мкм, 99,1%) и аморфного чёрного бора марки Б-99А (1 мкм, 99,9%) брали в отношении для образования соединений TiB или TiB_2 и избыточного содержания металлической связки титана в пределах 5–80 мас.%, которая придает пластичность синтезированному материалу при сдвиговом деформировании. Подложка бралась из сплава ВТ6 (Ti6Al4V) размерами 30х30 мм и толщиной 2 мм.

В работе были применены 2 схемы проведения эксперимента: получение градиентного композиционного слоя на титановой подложке (рисунок, *а*) и получение слоистой композиции по типу «сэндвич» (рисунок, *б*). В первом случае использовали шихтовую заготовку, предварительно спрессованную из исходных компонентов титана и бора и расположенную на титановой подложке. Во втором случае заготовка представляла из себя чередующие слои порошков Ti–B и чистого титана, расположенные также, как и в первом случае, на титановой подложке. После инициирования процесса горения и прохождения реакции через заданное время, при котором материал обладал пластичными свойствами, осуществляли сжатие синтезированного материала.

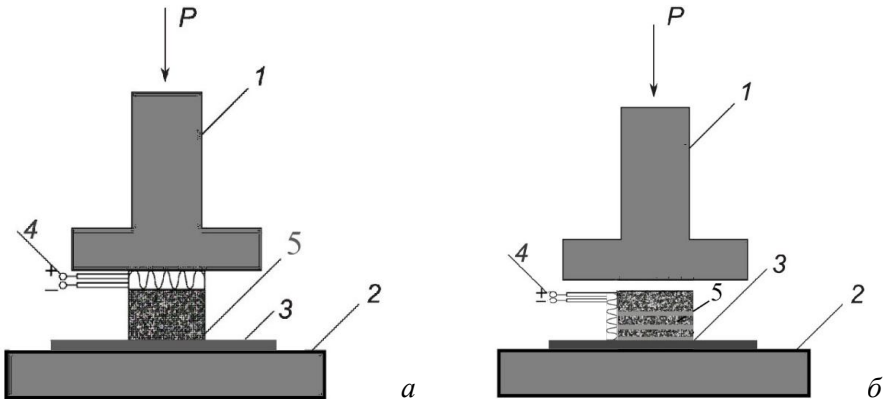


Схема эксперимента: *1* – плунжер пресса, *2* –станина, *3* – титановая подложка, *4* – система инициирования, *5* – заготовка

На основе проведенных экспериментальных работ при варьировании технологических параметров процесса свободного СВС-сжатия (времени задержки перед приложением давления, давления прессования, скорости перемещения плунжера пресса) были получены опытные образцы СКМ размерами 30х30 мм с высотой керамического материала 2–10 мм. В работе изучены особенности строения СКМ, их физико-механические свойства.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 18-79-10254).

Литература

1. Зелепугин С. А., Шкода О. А., Лепакова О. К., Зелепугин А. С., Касацкий Н. Г., Шавнев А. А., Краснов Е. И. Синтез металло-интерметаллидного слоистого композиционного материала системы Ti–$TiAl_3$ различными методами. М.: ВИАМ, 2016. – 9 с.

2. Minatto F. D., Milak P., De Noni A., Hotza D., Montedo O. R. K. Multilayered ceramic composites – a review // Adv. Appl. Ceram. 2015. Vol. 114, No. 3. P. 127–138.

3. Stolin A. M., Bazhin P. M., Konstantinov A. S., Alymov M. I. Production of large compact plates from ceramic powder materials by free SHS compaction // Dokl. Chem. 2018. Vol. 480. P. 136–138.

УДК 536.46 + 691.1 + 699.81

РЕГУЛИРОВАНИЕ ОГНЕТЕРМОЗАЩИТНЫХ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТЕРМОВСПЕНИВАЕМЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ

В. В. Богданова, О. И. Кобец, О. Н. Бурая

Учреждение Белорусского государственного университета «Научно-исследовательский институт физико-химических проблем», г. Минск

Огнезащитные термовспениваемые полимерные композиционные материалы (ТПКМ) широко применяются в строительной отрасли: в качестве дисперсионных огнезащитных красок для различных конструкционных элементов из металла, древесины, железобетона, а также в виде герметизирующих материалов в составе превентивных огнетермозащитных устройств для предохранения зданий от распространения пожара по межэтажным технологическим

коммуникациям (трубам, обшивке силовых кабелей из полимерных материалов). Огнетермостойкость лакокрасочных покрытий и защитных устройств, содержащих ТПКМ, выражается временем в минутах от момента контакта с открытым пламенем до прогрева поверхности защищаемого материала или конструкции до определенной температуры. К исходным ТПКМ предъявляются также требования по физико-механическим характеристикам (эластичность, прочность, водостойкость), а продукты их прогрева должны обладать кроме высоких огнетермозащитных свойств еще и механической устойчивостью для сопротивления воздушным конвекционным потокам.

Огнезащитное действие ТПКМ обусловлено [1] образованием при высоких температурах мелкопористого вспененного карбонизованного слоя, снижающего теплообмен между источником тепла и поверхностью защищаемого материала. В зависимости от природы связующего и сферы применения ТПКМ используются различные рецептурные составы наполнителей. Основными компонентами рецептур огнезамедлительных систем для ТПКМ, как правило, являются: неорганическая или органическая кислота и/или ее соль, например, фосфат или полифосфат аммония, как источник кислоты, катализирующей дегидратацию карбонизующегося агента; сам карбонизующийся агент (карбогидрат, обычно гликоль, например, пентаэритрит), образующий под действием кислоты карбонизованные продукты; вспенивающий агент (мочевина, хлорпарафин, терморасширяющийся (интеркалированный) графит, меламин, гуанидин), выделяющий при термодеструкции большое количество газов, формирующих пористую структуру продуктов прогрева композита. В рецептурах ТПКМ используются структурообразующие добавки – оксиды, гидроксиды, карбонаты, кристаллогидраты солей таких металлов, как цинк, кальций, магний, титан, а также инертные наполнители (силикатные минералы), применяемые в основном с целью снижения стоимости.

На термозащитные свойства ТПКМ, как установлено на основании расчетов при математическом и физическом моделировании процесса горения вспенивающихся огнезащищенных полимерных материалов [2, 3], влияют термофизические характеристики и свойства основных компонентов композитов, например, способность во время термолиза к эндотермическим реакциям в к-фазе, высокая склонность к образованию закрытопористой термоизолирующей структуры. Однако в настоящее время недостаточно экспериментальных данных, позволяющих определить роль химического состава основных компонентов ТПКМ и их соотношения в регулировании огнетермозащитных и физико-химических свойств термовспениваемых полимерных композитов.

В данной работе с целью регулирования свойств и рецептуры разрабатываемого термовспениваемого полимерного композиционного материала исследована зависимость огнетермозащитной эффективности и физико-химических характеристик ряда композитов от химического состава и соотношения введенных в них наполнителей (компонентов огнезамедлительной системы). Для этого получены композиты с различным химическим составом наполнителей и определены основные компоненты рецептур, оказывающие определяющее влияние на исследуемые характеристики. Для сравнения соответствующие свойства исследованы для стандартного зарубежного огнезащитного термовспениваемого полимерного композита.

ТПКМ получали на основе полиолефиновых связующих: термопластичного (табл. 1, ТПКМ 1, 3, 4) или водно-дисперсионного (ТПКМ 2 и 5). Связующие представляют собой в первом случае смесь винил-ацетатного сополимера с изобутиленовым каучуком (БК) в соотношении СЭВА:БК/62,5:37,5, а во втором – водную дисперсию винил-ацетатного сополимера с содержанием сухого вещества 66,5%. Тонко измельченные наполнители вводили в разогреваемое до состояния текучести (125–130 ^{o}C) термопластичное полимерное связующее или в полимерную водную дисперсию при постоянном перемешивании до получения однородной вязкой композиции. Для формирования образцов расплав полимерного композита нано-

сили тонким слоем (0,8÷1,7 мм) на подложку из алюминиевой фольги, а наполненную водно-дисперсиюнную композицию – на тканую хлопковую основу. Наполнителями в композициях ТПКМ служили: силикатные инертные добавки (гранит, природные минералы слоистой, игольчатой структуры – слюда, вермикулит, волластонит), вспенивающие и каркасообразующие агенты (азот-, фосфор-, серу-, галоген- и/или металлсодержащие неорганические и органические соединения, интеркалированный серной кислотой термовспенивающийся графит – ТРГ, дигидро- или полифосфат аммония, пентаэритрит – ПЭТ, хлорпарафин, бромид калия, гексаметилентетрамин, тиокарбамид; соли двухвалентных металлов – стеарат цинка, кальций-магний содержащий карбонатный минерал – доломит). Эластичность исходных ТПКМ оценивали по ГОСТ 6806 по отсутствию трещин, разрывов при испытаниях образцов на изгиб. Коэффициент вспенивания ТПКМ рассчитывали по формуле $K_{всп} = V/V_0$, где V – объем вспененного слоя, см^3, после прогревания в интервале температур 20–500 и 20–800 ^oC со скоростью подъема температуры (32 ^oC/мин) в динамическом режиме, соответствующему реальному пожару; V_0 – исходный объем покрытия, см^3. Механическую прочность карбонизованного остатка определяли согласно лабораторной методике, моделирующей ГОСТ 11722, по остаточному сжатию (σ, %) образцов по формуле $\sigma = (h_0 - h_{ост})/h_0 100$, где h_0 и $h_{ост}$ – высота прогретых (20–500 ^oC) образцов до и после применения нагрузки, мм. Данные комплексного термического анализа (ТГ, ДТГ, ДСК) для образцов ТПКМ сняты в интервале температур 20–500 ^oC (скорость нагрева 10 ^oC/мин в атмосфере кислород/азот) на установке Netzsch STA 449 C. Тепловыделение исследуемых образцов ТПКМ определяли как суммарную теплоту ($\Sigma Q_{экзо}$, Дж/г), расчитанную с помощью программного приложения по площади комплексных пиков экзотермических эффектов при обработке кривых ДСК. Огневые испытания огнетермоизолирующей способности образца ТПКМ (50×350 мм), вложенного в два оборота внутрь корпуса стандартного противопожарного устройства (муфты), закрепленного на фрагменте трубы из полипропилена, проводили по лабораторной методике, моделирующей условия испытаний по СТБ 2224 или ГОСТ Р 53306.

В табл. 1 представлен химический состав наполнителей, введенных в ТПКМ, а также данные по механической прочности (σ, %) продуктов прогрева композитов и вспенивающей способности ТПКМ ($K_{всп}$). Компоненты наполнителя (кроме ТРГ и ПЭТ) приведены в пересчете на оксиды или гидриды. Из сопоставления данных по составу, вспенивающей способности и механической прочности продуктов прогрева ТПКМ видно, что базовые композиты состава «связующее–ТРГ–металлосиликатный минерал» (табл. 1, ТПКМ 1 и 2) с наибольшим содержанием вспенивающего агента (ТРГ) обладают максимальной вспенивающей способностью ($K_{всп}$ = 59,5 и 27). Однако величина остаточного сжатия (σ = 49 и 30%) этих же композитов свидетельствует о низкой механической прочности продуктов их прогрева. Модифицированием базовых композитов азот-, фосфор-, металл-, серу- и/или галогенсодержащими соединениями получены ТПКМ на основе термопластичного (ТПКМ 3 и 4) и водно-дисперсионного (ТПКМ 5) связующих. Модифицированные композиты (ТПКМ 3–5), содержащие одинаковое, в 1,8–2,2 раза меньшее по сравнению с базовыми ТПКМ, количество ТРГ, характеризовались улучшенной механической прочностью продуктов их прогрева, но и несколько меньшим объемным вспениванием. Среди ТПКМ 3–5 самое высокое объемное вспенивание наблюдается для ТПКМ 3, что обусловлено присутствием в рецептуре карбонизующего, структурирующего фосфор- и металлсодержащих и газообразующих азот- и галоген-содержащих агентов. Напротив, отсутствие фосфатного (ТПКМ 4) или галоген-содержащего (ТПКМ 5) компонентов не способствует более высокому вспениванию по сравнению со стандартным образцом. Лучший показатель по механической прочности карбонизованных продуктов для ТПКМ 4 обусловлен, вероятно, сшивающим действием серусодержащего компонента на бутилкаучук, входящий в состав полимерного термопластичного связующего, и максимальным силикатным наполнением этого композита.

Таблица 1

Химический состав наполнителей в композитах, вспенивающая способность и механическая прочность продуктов прогрева ТПКМ*

Номер ТПКМ	Состав и содержание компонентов наполнителя, мас.%								σ, %	$K_{всп}$	
	NH_3	P_2O_5	MeO	HHal	SO_2	SiO_2	ТРГ	ПЭТ		20–500 °C	20–800 °C
1	0	0	0	0	0	18,8	22,5	0	49	59,5	-**
2	0	0	0	0	0	20,1	27,6	0	30	27	-**
3	3,9	5	5,3	3,4	0	10,1	12,5	0	14	16	9,7
4	2,2	0	1,12	4,8	4	15,5	12,5	0	6,1	12,4	5
5	3,6	15,1	6,5	0	0	0	12,3	9,8	12	10	7,3

* – для стандартного зарубежного ТПКМ (состав сравнения): σ = 7,2%; $K_{всп}$ = 10 и 7,5 в температурных интервалах 20–500 и 20–800 °C соответственно.

** – образец потерял форму.

Комплексный термический анализ исследуемых образцов показал (табл. 2), что ТПКМ 4 с низким массовым содержанием структурирующего металлсодержащего компонента, не содержащий в рецептуре фосфатов, характеризуется самым высоким суммарным экзотермическим эффектом и общей потерей массы. При сопоставлении химического состава ТПКМ 4 с данными термического анализа (табл. 1 и 2) становится очевидно, что недостаточное количество азот-, металлсодержащего и отсутствие фосфорсодержащего компонентов в рецептуре не позволяет при термолизе создать вспененную структуру с необходимой термостойкостью.

Таблица 2

Данные комплексного термического анализа (20–500 °C) и огнетермозащитная эффективность для модифицированных ТПКМ и стандартного зарубежного термовспениваемого композита

Номер ТПКМ	Данные ДСК		Данные ТГ			Огнетермозащитная эффективность			
	Температуры максимумов экзоэффектов, °C	Суммарный экзотермический эффект, Дж/г	Температура начала интенсивной потери массы, °C	Температура 50%-й потери массы, °C	Общая потеря массы, %	Температура на наружной поверхности трубы, °C	Температура на поверхности внутри трубы, °C	Время начала вспенивания, мин	Предел огнестойкости, мин
3	255, 345, 372**	2110	185	–	46,6	120	84	4	90
4	305, 384**, 440	4242	230	402	59,7	120	217	4	51
5	275, 320**	1572	200	–	48.4	120	82	3	100
6*	306, 352, 429, 445**, 550	3904*	240	–	44,2	120	139	3	67

*– для ТПКМ 6 (стандартного образца) данные ТГ и ДСК получены в температурном интервале 20–600 °C.

** – температура максимального пика экзоэффекта ДСК.

Результаты огневых испытаний (табл. 2) свидетельствуют о высокой огнетермозащитной эффективности ТПКМ 3 и 5 по сравнению со стандартным образцом и ТПКМ 4, что явилось следствием удовлетворительных показателей по вспениванию, тепловыделению, общей потере массы при термолизе. В то же время перечисленные характеристики для ТПКМ 4, несмотря на высокую механическую прочность продуктов прогрева, не обеспечили его высокой огнетермозащитной эффективности, что обусловлено другим химическим составом и содержанием наполнителей (отсутствием в рецептуре фосфатного и низким количеством азот- и металлсодержащего компонентов).

Таким образом, варьированием химического состава и соотношений основных компонентов в рецептурах термовспениваемых композитов получены образцы с более высокой огнетермозащитной эффективностью по сравнению со стандартным зарубежным материалом. Установлено, что более высокая огнетермозащитная эффективность характерна для композитов, термолиз которых протекает с более низкими показателями по тепловыделению (суммарному экзотермическому эффекту), общей потере массы, а также близкими интервалами температур начала плавления композита и интенсивного процесса вспенивания за счет газификации наполнителей. Экспериментально установлено, что для ТПКМ на основе полиолефиновых связующих присутствие в рецептуре фосфор-, азот- и металлсодержащих компонентов, принимающих участие в процессах карбонизации, вспенивания и структурирования продуктов термолиза композитов, способствует улучшению физико-химических свойств (увеличению вспенивающей способности, механической прочности коксового остатка, снижению тепловыделения), оказывающих влияние на тепло- и массообмен между защищаемым материалом и предпламенной зоной газовой фазы.

Литература

1. Каблов В. Ф., Новопольцева О. М., Кочетков В. Г., Лапина А. Г. Основные способы и механизмы повышения огнетеплозащитной стойкости материалов // Изв. Волгоградского техн. ун-та. 2016. № 4. С. 46–60.

2. Zhang F., Wang Y., Li S., Zhang J. Influence of thermophysical properties on burning behavior of intumescent fire-retardant materials // J. Therm. Anal. Calorim. 2013. Vol. 113. P. 803–810.

3. Butler K. M., Baum H. R., Kashiwagi T. Heat transfer in an intumescent material using a three–dimensional lagrangian model // Intern. Conf. on Fire Research and Engineering. September 10–15, 1995. Orlando, FL. Proceedings / Eds D. P. Lund, E. A. Angell. Boston, MA: Society of Fire Protection Engineers, 1995. P. 261–267.

УДК 536.2.083

ВЛИЯНИЕ ТИПА МАТРИЦЫ НА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ, НАПОЛНЕННЫХ РАЗНОРАЗМЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ КАРБИДА КРЕМНИЯ

В. А. Бородуля, С. М. Данилова-Третьяк, Л. Е. Евсеева, К. В. Николаева

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

При создании конструкционных полимерных материалов с заданными свойствами часто возникает задача регулирования теплофизических свойств (теплопроводность, температуропроводность, теплоемкость), от которых зависят технологические и эксплуатационные

свойства материалов. Увеличение теплопроводности полимеров достигается, как правило, путем введения в композицию наполнителей с высокой теплопроводностью (порошкообразных или волокнистых), в частности, графита, углеродных тканей, карбида кремния. Минеральные кристаллические наполнители с малым размером частиц (до 1 мкм) облегчают кристаллизацию в термопластах и уплотняют аморфную фазу в реактопластах за счет ориентирования макромолекул полимера на твердой поверхности из-за межмолекулярного взаимодействия. Однако это взаимодействие зависит от типа полимера, его химического строения, наличия функциональных групп как у полимера, контактирующего с наполнителем, так и у наполнителя на его поверхности. Кроме того, условия формирования наполненной системы оказывают существенное влияние на все свойства и термическое поведение композиционного полимерного материала.

Карбид кремния относится к весьма востребованным материалам для применения в самых различных областях промышленности, науки и техники. Представляет интерес сравнить эффективность использования в полимерных композициях порошков промышленного карбида кремния и мелкодисперсного порошка карбида кремния, получаемого карботермическим восстановлением кремнезёма в реакторе электротермического кипящего слоя. Данный метод разработан в Институте тепло- и массобмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси.

Цель работы – изучение влияния типа, концентрации и дисперсности карбида кремния на теплофизические свойства полимерных композитов на основе разного типа полимерных матриц. Определены теплофизические свойства полимерных композитов на основе термопластов (полиэтилена высокого давления (ПЭВД) и полиамида (ПА6)) и реактопластов (эпоксидной смолы (ЭС) и фенолформальдегидной смолы (ФФС)), наполненных карбидом кремния. Эксперименты проводились на приборе, определяющем теплофизические свойства материалов методом лазерной вспышки и установке синхронного термического анализа.

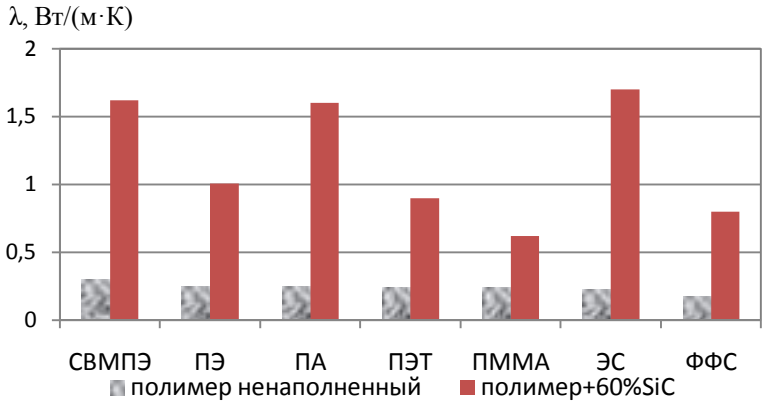
Изучено влияние концентрации карбида кремния на теплофизические свойства полимерных композитов на основе разного типа полимерных матриц. Концентрация карбида кремния в ЭС изменялась от 5 до 60 мас.%. Концентрация карбида кремния в ПЭВД и ПА6 изменялась от 0,5 до 60 мас.%. Для материала на основе ПЭВД исследовалось влияние степени дисперсности наполнителя, а именно: от 0,9 мкм до 50–63 мкм. Получены зависимости теплофизических характеристик от температуры и концентрации наполнителя, а также изучены особенности теплового поведения композитных материалов.

Для ЭС концентрация 50 мас.% карбида кремния увеличивает коэффициент теплопроводности полимера в 5 раз, а 60 мас.% – почти в 8 раз. При этом удельная теплоемкость понижается в 1,4 раза за счет ограничения подвижности макромолекул полимера наполнителем. При этом наблюдается эффект повышения температуры стеклования, причем наибольшее увеличение (с 80 до 140 °C) наблюдается при 10 мас.% SiC. Дальнейшее повышение концентрации практически не влияет на нее.

Тип карбида кремния и размер частиц оказывают существенное влияние на повышение теплопроводности ПКМ. Так, наибольшее увеличение теплопроводности получено при введении в полимеры карбида кремния, состоящего из смеси разноразмерных частиц и получаемого в Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси карботермическим восстановлением кремнезёма в реакторе электротермического кипящего слоя. При этом увеличение теплопроводности в 8 раз достигается при 60 мас.% карбида кремния в реактопласте (ЭС) и в полиамиде, в то время как термопласт на основе полиэтилена высокого давления увеличивает теплопроводность только в 4 раза.

На рисунке показаны значения коэффициента теплопроводности композитов на основе различных полимеров, в том числе СВМПЭ, ПЭТ и ПММА, которые были исследованы нами ранее [1]. Сравнение полимерных композитов на основе разных полимеров с одинаковым содержанием карбида кремния (60 мас.%) показало различное влияние одного и того же на-

полнителя на теплопроводность композита, что связано с различием в характере взаимодействия того или иного полимера с частицами карбида кремния и влиянием их на структуру и кристаллизацию в полимерной матрице.



Коэффициент теплопроводности λ (Вт/(м·К)) исследуемых материалов при 25 °С

Исследования показали, что мелкодисперсный карбид кремния, получаемый в электротермическом кипящем слое, более эффективен для повышения теплопроводящих свойств полимерных композиций как термореактивных, так и термопластичных, по сравнению с промышленным мелкодисперсным карбидом кремния.

Литература

1. Дубкова В. И. и др. Наночастицы мелкодисперсного карбида кремния полученного в электротермическом кипящем слое – структурный модификатор термопластичных полимеров // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 5. С. 2291–2305.

УДК 661.665.1:66.096.5 + 678.742.2

ВЛИЯНИЕ МЕЛКОДИСПЕРСНОГО КАРБИДО-КРЕМНИЕВОГО НАПОЛНИТЕЛЯ, ПОЛУЧЕННОГО В ЭЛЕКТРОТЕРМИЧЕСКОМ КИПЯЩЕМ СЛОЕ, НА ТЕРМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И СВОЙСТВА СВЕРХВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛИЭТИЛЕНА

В. А. Бородуля[1], В. И Дубкова[2,3], Л. М.Виноградов[1], М. М. Белоцерковский[4], И. И. Таран[4]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]Институт общей и неорганической химии НАН Беларуси, г. Минск
[3]НП ООО МЕДБИОТЕХ, г. Минск, Республика Беларусь
[4]Объединенный институт машиностроения НАН Беларуси, г. Минск

Сверхвысокомолекулярный полиэтилен (СВМПЭ) относится к конструкционным полимерным материалам с уникальными физико-механическими свойствами и противокоррозионной защитой для разнообразных областей применения, в том числе в экстремальных условиях эксплуатации [1–3]. Несмотря на явные преимущества СВМПЭ, изделий и антикор-

розионных покрытий из него, по целому ряду показателей этот материал не лишен серьезных недостатков. Одним из них остается сравнительно низкая теплопроводность полимера, не позволяющая эффективно осуществлять формование массивных изделий из СВМПЭ методом горячего прессования. В результате неполного прогрева внутреннего объема изделия может наблюдаться недостаточное спекание частиц СВМПЭ, и как следствие, потеря прочности массивных деталей. Тепло- и электропроводность полимера улучшают введением порошкообразных наполнителей и специальных сортов графита, однако последние приводят к ухудшению прочности и ударной вязкости композиций. Решением проблем сохранения (в пределе – повышения) прочностных показателей при обеспечении теплопроводящих свойств блочных композиционных материалов и покрытий на основе СВМПЭ является использование диэлектриков, в частности карбида кремния. В данной работе для получения высокоэффективного защитного покрытия применяли мелкодисперсный карбид кремния, получаемый в электротермическом кипящем слое, технология синтеза которого разработана и апробирована в Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси [4, 5]. Покрытия на стальных пластинах из композиционных смесевых составов получали методом газопламенного напыления с использованием терморапылителя для ручного напыления полимерных покрытий, разработанного и изготовленного в ОИМ НАН Беларуси [6].

При всех видах переработки термопластичных композиций подготовленная сухая композиционная смесь из полимеров и наполнителя подвергается термическому воздействию, в результате которого полимер размягчается, переходит в расплав, смачивая твердофазные компоненты композиции и проникая в свободное пространство между зернами наполнителя, после чего полученная вязкотекучая масса монолитизируется при охлаждении. Для научно обоснованного выбора условий переработки полимеров и их композитов необходимы данные о термических свойствах используемых материалов. Одним из информативных методов изучения процессов физико-химических превращений при нагревании и охлаждении индивидуальных полимеров, а также их композиций с наполнителями является метод дифференциально-термического анализа (ДТА), основанный на том, что химические и фазовые превращения полимеров сопровождаются тепловыми эффектами [7]. ДТА индивидуальных компонентов (СВМПЭ и мелкодисперсного карбида кремния) и их смесевых композиций до и после переработки проводили на дериватографе STA-409 (Германия) в среде аргона в интервале температур 20–800 ^{o}C при постоянной скорости подъема температуры 5 град/мин. Сухая смесь, полученная путём перемешивания полимера и карбида кремния в лабораторной зерновой мельнице ЛЗМ-1 со скоростью вращения вала 10000 об/мин, помещалась в керамическую ячейку. Плавный нагрев смесевого состава в тигле прибора моделирует условия формирования композиционного материала при расплавлении полимерной матрицы. При эксперименте соблюдался принцип равенства массы. Результаты исследований показали следующее.

При введении в СВМПЭ наполнителя – мелкодисперсного SiC – общий ход всех кривых дифференциаьно-термического анализа как для порошковой композиции, так и для покрытия из неё в диапазоне температур 25–500 ^{o}C аналогичен ненаполненному СВМПЭ. В то же время наблюдаются различия в интенсивности тепловых эффектов превращений, сдвиги по температурной шкале эндо- и экзоэффектов и их максимумов. Два независимых небольших экзоэффекта, которые имеются на ДТА-кривой порошка СВМПЭ индивидуального с максимумами при 249 и 356 ^{o}C общей площадью 56,29 Дж/г, на кривой ДТА порошковой композиции СВМПЭ с SiC сливаются в один плоский и широкий, наблюдаемый в том же интервале температур (рис. 1, *а*). Увеличенная общая площадь (84,85 Дж/г), сдвиг на 17 ^{o}C (до 373 ^{o}C) начала последующего экзотермического эффекта с большой интенсивностью тепловыделений с широким сглаженным экзопиком при 445 ^{o}C свидетельствуют о протекающих процессах физико-химического взаимодействия ингредиентов композиции при совместном

нагревании СВМПЭ с карбидом кремния, приводящих к образованию более жестко связанной структуры полимера.

В присутствии SiC в порошковой композиции резко (более чем в два раза) уменьшается площадь комплексного пика плавления полимера. Этот факт находится в согласии с известными положениями, в соответствии с которыми термические эффекты характеризуются площадью, которая прямо пропорциональна, тепловому эффекту превращения и обратно пропорциональна коэффициенту теплопроводности образца. А так как в работе используется наполнитель с высокой теплопроводностью, то наблюдаемое является косвенным подтверждением того, что получаемое покрытие обладает теплопроводящими свойствами, что и было в дальнейшем подтверждено экспериментально.

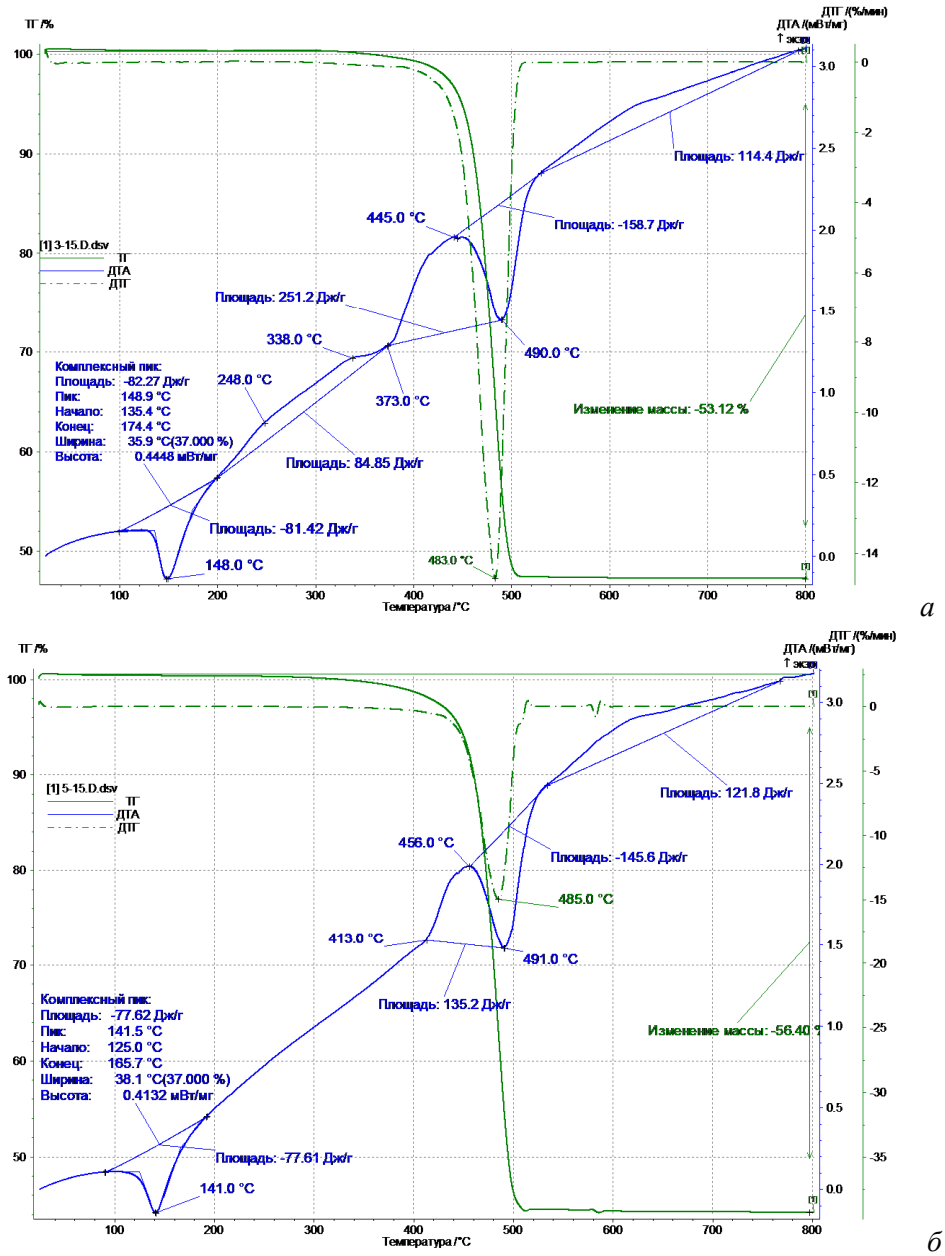
Процессы физико-химического взаимодействия СВМПЭ с SiC протекают и в условиях температур газопламенного нанесения композиционного покрытия с образованием прочной связи на границах раздела фаз и структурированием полимера в объёме композиции (рисунок, б). В пользу этого также свидетельствуют данные ДТА композиционного покрытия: на кривых ДТА наблюдаются смещения в сторону более высоких температур начала и максимума тепловыделений, предшествующих интенсивному термическому разложению полимерной матрицы (от 413 до 456 ^{o}C соответственно); уменьшается площадь экзотермического эффекта, соответствующая этой области температур; понижается скорость последующего терморазпада полимера относительно покрытия из СВМПЭ ненаполненного; на кривой ДТГ сдвигается пик на 12 ^{o}C в сторону более высоких температур (рисунок, *б*). Наблюдаемые тепловыделения в области температур 500–800 ^{o}C обусловлены процессами превращений осколков деполимеризованной цепи (рисунок), протекающих с большей интенсивностью в покрытии по сравнению с порошковой композицией (121,8 Дж/г и 114,4 Дж/г соответственно).

Данные термического анализа позволят также оценить скорость процессов высокотемпературного старения полимеров и их композиций, т. е. определить их термостойкость. Согласно В. В. Коршаку [8], термическая устойчивость (или термостойкость) характеризуется температурой, с которой начинается изменение химической структуры полимера, отражающееся на его свойствах. На практике в качестве таковой принимают температуру, при которой полимер теряет 5, 10 или 15% исходной массы, определённой при постоянной скорости нагревания по термогравиметрическим кривым зависимости потери массы от температуры.

Данные термогравиметрического анализа порошка СВМПЭ и полученного из него покрытия показывают, что если 5% потери массы для порошка полимера наблюдается при 431 ^{o}C, то СВМПЭ в виде покрытия 5 % массы теряет при 436 ^{o}C. При введении в СВМПЭ 50 мас.% мелкодисперсного SiC термостойкость порошковой композиционной смеси после прогрева в дериватографе возрастает до 449 ^{o}C. Термостойкость переработанной порошковой композиции газопламенным способом в покрытие находилась в области 446 ^{o}C (рисунок, *б*).

Таким образом, обобщённые результаты дифференциально-термического анализа в широком диапазоне температур (25–800 ^{o}C) порошка СВМПЭ и порошковой композиции с мелкодисперсным карбидом кремния, синтезируемого в электротермическом кипящем слое, а также покрытий из композиции, получаемых методом газопламенного напыления, показывают, что в процессе нанесения покрытий из порошковой композиции наряду с превращениями СВМПЭ в условиях расплава полимера протекают процессы физико-химического взаимодействия теплопроводящего компонента композиции с полимерной матрицей, приводящие к дополнительному структурированию полимера и формированию более жестко связанной системы, что приводит к повышению термостойкости композиционного покрытия и его физико-механических свойств. В наиболее значительной степени это отражается на твердости и ударопрочности: твердость покрытия при наполнении СВМПЭ 30 мас.% SiC возрастает более чем в 2 раза, прочность покрытия при ударе при содержании в СВМПЭ мелкодисперсного карбида кремния 50 мас.% повышается в 30 раз. Улучшенный комплекс техниче-

ских характеристик покрытий из композиции СВМПЭ, наполненной мелкодисперсным карбидом кремния, значительно расширяет области их применения.



а

б

Кривые дифференциально-термического анализа порошковой композиции СВМПЭ, содержащей 50 мас. % SiC (*а*) и покрытия после газопламенного процесса нанесения композиции на металл (*б*)

Литература

1. Андреева И. Н., Веселовская Е. В., Наливайко Е. И. Сверхвысокомолекулярный полиэтилен высокой плотности. Ленинград: Химия, 1982. – 80 с.

2. Охлопкова А. А., Гоголева О. В., Шиц Е. Ю. Полимерные композиционные материалы на основе сверхвысокомолекулярного полиэтилена и ультрадисперных соединений // Трение и износ. 2004. Т. 25, № 2. С. 2002–2006.

3. Панин В. Е., Панин С. В., Корниенко Л. А. и др. Влияние механической активации сверхвысокомолекулярного полиэтилена на его механические и триботехнические свойства // Трение и износ. 2010. Т. 31, № 2. С. 13–19.

4. Бородуля В. А., Виноградов Л. М., Гребеньков А. Ж., Михайлов А. А. Синтез карбида кремния // Горение и плазмохимия. 2015. Т. 13, № 2. С. 195–203.

5. Бородуля В. А., Виноградов Л. М., Гребеньков А. Ж., Михайлов А. А. Синтез карбидокремниевых порошковых материалов карботермическим восстановлением кремнезема в реакторе электротермического кипящего слоя // Порошковая металлургия в Беларуси. Вызовы времени: сб. науч. ст. Минск: Беларус. навука, 2017. С. 357–366.

6. Белоцерковский М. А. Чекулаев А. В., Кукареко В. А. Технологические параметры газопламенного напыления покрытий термопластичными полимерами // Механика машин, механизмов и материалов. 2009. № 3. С. 69–74.

7. Павлова С. А., Журавлёва И. В., Толчинский Ю. И. Термический анализ органических и высокомолекулярных соединений (методы аналитической химии). М.: Химия, 1983. – 120 с.

8. Коршак В. В. Термостойкие полимеры. М.: Наука, 1969. – 409 с.

УДК 621.365.29

СИНТЕЗ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ СИСТЕМЫ C–N В ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ ПЛАЗМЕ

Ю. З. Васильева, А. Я. Пак, Г. Я. Мамонтов, Т. Ю. Якич

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Нитрид углерода обладает ценными механическими и электрофизическими свойствами, такими как, высокая термическая и химическая стабильность, высокая коррозионная стойкость, высокая тепло- и электропроводимость, хорошая биосовместимость и др., что делает его перспективным материалом для различного рода применения [1–10]. Например, для создания покрытий имплантов в биомедицине, изготовления высокоэффективных солнечных элементов, а также в качестве фотокатализатора для очистки воды/воздуха или для получения водорода из воды под действием солнечного излучения. В последние годы резко возрос интерес к изучению применения графитоподобного нитрида углерода (g-C_3N_4) в технологиях фотокатализа [5]. В отличие от существующих сульфидных и оксинитридных фотокатализаторов, фотокатализатор g-C_3N_4 стабилен при облучении светом в водном растворе, а также в кислотных (HCl, pH = 0) или щелочных (NaOH, pH = 14) растворах ввиду сильных ковалентных связей между атомами углерода и азота [6].

Получение графитоподобного нитрида углерода возможно несколькими способами, в том числе, пиролизом [7], термобарической обработкой [8], методом прямого нагрева [6], электродуговым методом [9]. В последние годы активно развивается электродуговой синтез в воздушной атмосфере [10–12]. В данной работе впервые реализована попытка синтеза графитоподобного нитрида углерода в атмосферной электродуговой плазме.

Синтез материалов системы C–N был произведен на лабораторном электродуговом реакторе постоянного тока в воздушной атмосфере без использования вакуумного оборудования. Исходной смесью являлась смесь порошковых меламина и графита. Для создания электрической дуги был использован источник питания с параметрами U = 63 В, I = 165 А. В процессе горения дуги расстояние между графитовыми электродами было постоянным (~0,5 мм) и контролировалось автоматически при помощи привода. Время поддержания дугового разряда в каждом эксперименте варьировалось от ~2 до ~10 с, после чего порошок со-

бирался с поверхности катода для проведения последующих анализов без какой-либо обработки.

Для синтезированного продукта был выполнен рентгенофазовый анализ с помощью рентгеновского дифрактометра марки Shimadzu XRD 7000 (CuKα, λ = 1,54060 Å). Как видно из картины рентгеновской дифракции (рис. 1), в синтезированном продукте присутствуют дифракционные максимумы 2θ ~25,7 град., 42,4 град., 43,9 град., относящиеся к рефлексам графитоподобной структуры, а именно гексагонального нитрида углерода g-CN_x. Кроме того, основной максимум имеет уширение, что означает наличие включений в углеродную структуру.

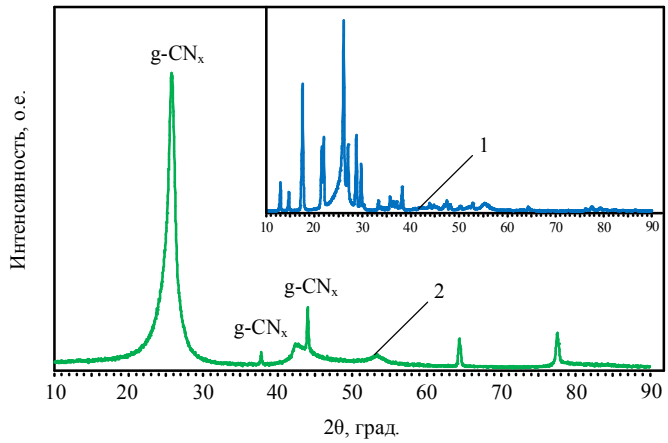


Рис. 1. Типичная рентгеновская дифрактограмма: 1 – исходная смесь; 2 – синтезированный продукт

Анализ результатов электронной сканирующей микроскопии (рис. 2), выполненной с помощью растрового электронного микроскопа марки TescanVega 3 SBU с энергодисперсионным анализатором Oxford X-Max-50, в режиме низкого вакуума показал, что продукт содержит новообразованные частицы сферической формы с размерами от 100 нм (агрегаты сферул) до 2 мкм (единичные сферулы). Широкий диапазон размеров частиц является нормальным для электродугового синтеза порошковых материалов [13].

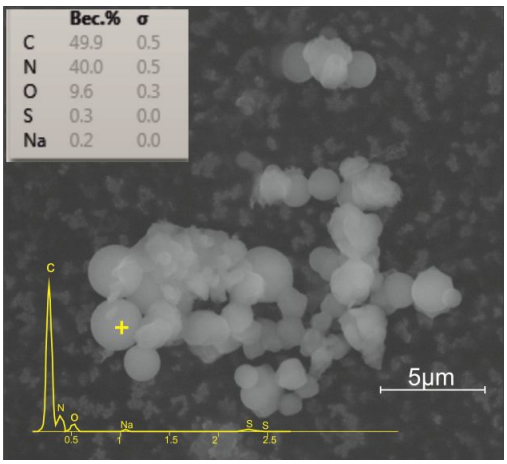


Рис. 2. Результаты растровой электронной микроскопии и энергодисперсионного анализа. Снимок агрегированных микросферул g-CN_x в режиме низкого вакуума (LVSTD детектор)

Данные энергодисперсионного анализа подтверждают, что материал преимущественно состоит из углерода и азота, а также может содержать примеси кислорода до 10 мас.% и небольшие по интенсивности максимумы других химических элементов, таких как сера, натрий, с суммарным содержанием до 0,4 мас.%. Присутствие кислорода и незначительных примесей, возникающих на уровне фона, обусловлено несовершенством метода синтеза, условиями хранения, обработки и транспортировки как исходных порошков, так и синтезированного продукта. Полученное соотношение (мас.%) углерода к азоту не позволяет одно-

значно отнести синтезированный продукт к стехиометрии C_3N_4. Однако можно утверждать, что данный продукт относится к ряду углеродных материалов, допированных азотом g-CN_x.

Экспериментально установлено, что оптимальное количество энергии, необходимое для синтеза графитоподобного материала системы C–N, составляет ~20 кДж. При уменьшении данной величины подводимой энергии недостаточно для переработки исходных компонентов, тогда как при увеличении энергии до ~35 кДж меламин полностью разлагается, оставляя только графит.

Таким образом, в данной работе представлены исследования, посвященные синтезу графитоподобного материала системы C–N в электродуговой плазме в открытой воздушной атмосфере.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 20-38-90088.

Литература

1. Yang Y., Zhang L., Xing J., et al. High-yield synthesis and optical properties of g-C_3N_4 // Nanoscale. 2015. Vol. 7. P. 12343–12350.

2. Liu R. S. Phosphors, up conversion nano particles, quantum dots and their application. Singapore: Springer, 2016.

3. Ong W. J., Tan L. L., Ng Y. H., et al. Graphitic carbon nitride (g-C_3N_4) - based photocatalysts for artificial photosynthesis and environmental remediation: are we a step closer to achieving sustainability? // Chem. Rev. 2016. Vol. 116. P. 7159–7329.

4. Wang F., Chen P., Feng Y., et al. Facile synthesis of N-doped carbon dots/g-C3N4 photocatalyst with enhanced visible-light photocatalytic activity for the degradation of indomethacin // Appl. Catal. B: Environmental. 2017. Vol. 207. P. 103–113.

5. Mishra A., Mehta A., Basu S., et al. Graphitic carbon nitride (g-C_3N_4)-based metal-free photocatalysts for water splitting: A review // Carbon. 2019. Vol. 149. P. 693–721.

6. Yan S. C., Li Z. S., and Zou Z. G. A photodegradation performance of g-C_3N_4 fabricated by directly heating melamine // Langmuir. 2009. Vol. 25, No. 17. P. 10 397–10 401.

7. Liu J., Zhang T., Wang Zh. Simple pyrolysis of urea into graphitic carbon nitride with recyclable adsorption and photocatalytic activity // J. Mater. Chem. 2011. Vol. 21. P. 14 398–14 401.

8. Кравченко О. В., Бурдина К. П., Трашин С. А. и др. Термобарический синтез объемных образцов кристаллического нитрида углерода // Вести Московского ун-та. Серия 2. Химия. 2006. Т. 47. № 4.

9. Meng X. Q., Zhang Z. H., Guo H. X., et al. Arc discharge synthesizing of carbon nitride // Solid State Commun. 1998. Vol. 107, No. 2. P. 75–78.

10. Wang Zh., Li N., Shi Z., et al. Low-cost and large-scale synthesis of graphene nanosheets by arc discharge in air // Nanotechnology. 2010. Vol. 21, No. 17. P. 175–602.

11. Pak A. Ya., Mamontov G. Ya. Boron carbide synthesis in low-voltage DC electric arc initiated in open air // Tech. Phy. Lett. 2018. Vol. 44, No. 7. P. 615–617.

12. Pak A. Ya., Rudmin M. A., Mamontov G. Ya., et al. Electroarc synthesis and cleaning from carbon impurities of cubic silicon carbide in the air atmosphere // J, of Superhard Materials. 2018. Vol. 40, No. 3. P. 157–163.

13. Rempel A. A. Nanotechnologies. Properties and applications of nanostructured materials // Russ. Chem. Rev. 2007. Vol. 76, No. 5. P. 435–461.

УДК 546.56-121

СИНТЕЗ СЛОЕВОГО МЕТАЛЛОКОМПОЗИТА (Ni + Al)/Cu/(Ni + Al) В РЕЖИМЕ ФРОНТАЛЬНОГО ГОРЕНИЯ

Р. М. Габбасов[1], В. Г. Прокофьев[1,2], А. М. Шульпеков[1], В. Д. Китлер

[1]Томский научный центр СО РАН, г. Томск, Россия
[2]Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Функционально-градиентные материалы (ФГМ) – новое направление в материаловедении и получение их возможно в волне самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) [1]. Для этого специально организуется неравномерное распределение компонентов в исходной смеси. Неравномерность распределения компонентов в смеси приводит к неравномерности физико-химических характеристик в синтезированном материале. Развитие высокотемпературного синтеза ФГМ нуждается в исследовании характерных особенностей распространения волны горения в неоднородных по составу средах. Метод СВС позволяет осуществлять прочное неразъемное соединение тугоплавких деталей из разнородных или однородных материалов. Этому вопросу посвящено настоящее исследование. В [2] проведено экспериментальное исследование о прохождении волны горения в системе Ti + C + 20%TiC через танталовую ленту с учетом влияния движения продуктов горения за фронтом химической реакции, где были получены зависимости времени задержки волны горения при прохождении преграды от ее толщины. Высокотемпературный синтез металлокомпозита TiB_2/Cu и образование сварного соединения продуктов синтеза с алюминиевым стержнем в рамках одного процесса рассмотрено в [3]. Решение модельной задачи о преодолении волной горения неплавящейся преграды в безразмерной постановке рассматривалось в [4, 5]. Причем вещество за инертной вставкой при условии отсутствия внешнего теплоотвода воспламенялось всегда [5], что возможно связано с выбором безразмерных значений параметров задачи. В таком случае невозможно исследовать критические условия перехода в адиабатическом режиме горения. Двухмерная модель горения системы термически сопряженных слоев, сформированных по принципу «химической печки», предложена в [6]. Помимо фронтального режима горения эффективным способом получения материалов является тепловой взрыв. Таким способом в [7] получено интерметаллидное соединение для образца виде «сэндвича» на основе (Ni + Al)/Nb/(Ni + Al + Nb).

В данной работе изучена задача о преодолении волной горения инертной плавящейся преграды экспериментальными и математическими методами.

Математическая модель основывается на системе уравнений, описывающих нестационарное горение безгазовой смеси, и включает уравнения теплопроводности и химического превращения. Аналогичная задача была решена авторами ранее [6]. Плавление меди учитывается введением функции эффективной теплоемкости. Потери тепла на плавления компонентов смеси Ni+Al учитывается заданием соответствующего значения теплового эффекта реакции.

Задача решена конечно-разностным методом с использованием неявной схемы со вторым порядком аппроксимации по пространственной координате. При численном решении уравнения применялось сглаживание дельта-функции [8]. Выбор шагов интегрирования h = 0,0001 мм и τ = 0,0002 с обеспечивал устойчивость численных расчетов для выбранного диапазона значений параметров задачи. Верификация результатов численного решения включала в себя проверку на сеточную сходимость. Погрешность вычисления температуры на границе между слоями не превышала 0.8%. Критериально время преодоления волной горения инертной преграды определялось как разность времени достижения глубины превра-

щения $\eta = 0.9$ в точках $x = L_0 - \varepsilon$ и $x = L_0 + \Delta L + \varepsilon$ до и после преграды. В ходе тестовых расчетов определено оптимальное значение $\varepsilon = 0{,}5$ мм. При $\varepsilon = 0$ времена реагирования вещества на непосредственных границах слоев в силу высоких теплофизических свойств меди близки и время задержки воспламенения очень мало, несмотря на существенное торможение волны горения.

Численное решение уравнений в зависимости толщины преграды ΔL показало возможность реализации двух вариантов горения образца, разделяемые критическими условиями. В первом, образец реагирует полностью с определенным временем задержки на преодоление инертного слоя и вспышкой скорости горения в момент воспламенения второй реакционноспособной части образца. Во втором, волна горения не проходит через слой и часть реакционноспособного вещества за слоем остается непрореагировавшей. Время задержки волны горения в диапазоне значений $0 < \Delta L < 3$ мм прямо пропорционально толщине инертного слоя. При $\Delta L > 3$ мм зависимость становится нелинейной. При достаточной большой толщине ΔL воспламенение смеси Ni + Al за инертным слоем не происходит и при отсутствии внешнего теплоотвода в математической постановке задачи. Чем больше время задержки фронта, тем шире зона прогрева в реакционноспособной части образца за инертным слоем и тем больше температура «вспышки» в момент воспламенения части образца за инертным слоем.

Для экспериментального исследования порошки Ni (ПНК1-Л7) и Al (АСД-4) смешивали в соотношении 68,5 мас.% Ni и 31,5 мас.% Al (стехиометрия NiAl). Смесь выдерживали 3 ч в вакуумном сушильном шкафу при температуре 200 °С и прессовали в виде цилиндра диаметром 15 мм. Образец состоял из трех слоев: верхний – смесь Ni + Al, средний – медный порошок марка ПМ-1 и нижний – смесь Ni + Al (рис. 1, *а*). Каждый слой предварительно уплотнялся и образец прессовали, усилие прессования выбирали, исходя из ранее проведенных исследований таким образом, чтобы слой Ni + Al и порошка меди имели примерно равную относительную плотность 0,48–0,52 [9]. Инициирование реакции проводили с помощью таблетки смеси 70 мас.% Ti + 30 мас.% B, которую нагревали электрической спиралью.

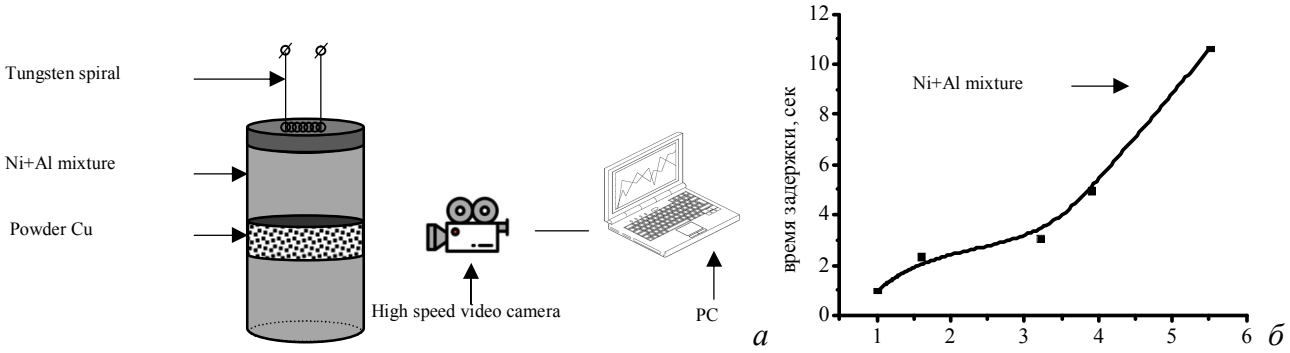


Рис. 1. Схема проведения эксперимента (*а*) и время задержки распространения фронта (*б*)

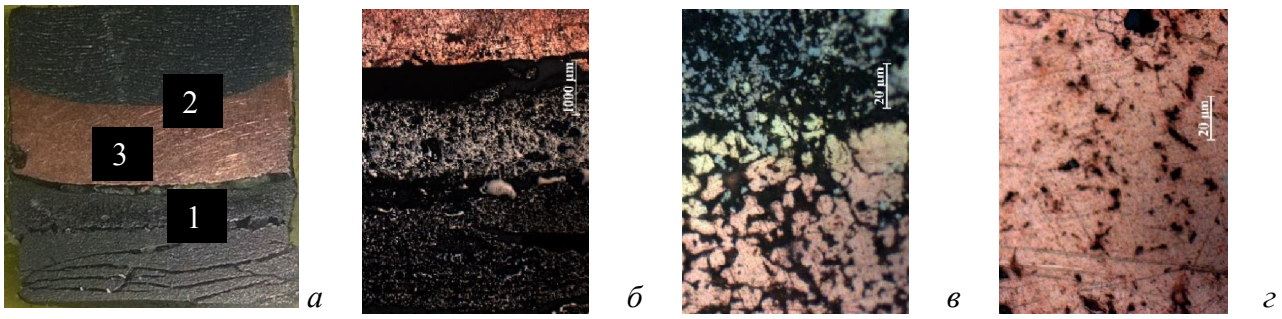
Скорость распространения фронта волны горения и его задержку определяли с помощью скоростной видеокамеры Motion ProX-3. Фазовый состав продуктов синтеза определяли на портативном настольном рентгеновским приборе РИКОР, (излучение CoK_α) предоставленный ТомЦКП СО РАН. Съемку рентгенограмм проводили со шлифа образца. Участки поверхности, с которых проводилась съемка, выделялись с помощью маски, изготовленной из титановой фольги толщиной 30 мкм. Микроструктурные исследования проводили на оптическом микроскопе (Axiovert 200M, Karl Zeiss). Концентрацию меди в образцах определяли с помощью локального микрорентгеноспектрального анализа (EDAX).

После инициирования верхнего слоя распространялась волна СВС со скоростью 15,5 мм/с. После полного реагирования этого слоя фронт останавливался перед средним слоем, далее происходило инициирование нижнего слоя. Время между остановкой фронта в

верхнем слое и инициирования нижнего слоя (время задержки) зависит от толщины слоя меди. Увеличение толщины слоя меди приводит к повышению времени задержки (рис. 1, *б*). Это связано с тем, что время, необходимое для прогрева слоя меди до температуры инициирования смеси Ni + Al (600–800 °C) растет с массой и, следовательно, с толщиной слоя меди, поскольку относительная плотность этого слоя во всех экспериментах была одинакова.

При толщине слоя меди более 6 мм зажигание нижнего слоя не происходило. В этом случае верхний и средний слой образца состоял из никелида алюминия и меди, соответственно. Нижний слой представлял собой механическую смесь порошков, частично сплавленных друг с другом.

Конечный образец представлял собой цилиндр из четырех частей: верхней и нижней из никелида алюминия (по данным РФА), средней из меди и промежуточный слой между медью и нижним слоем из никелида алюминия, легированного медью (рис. 2, *а*).

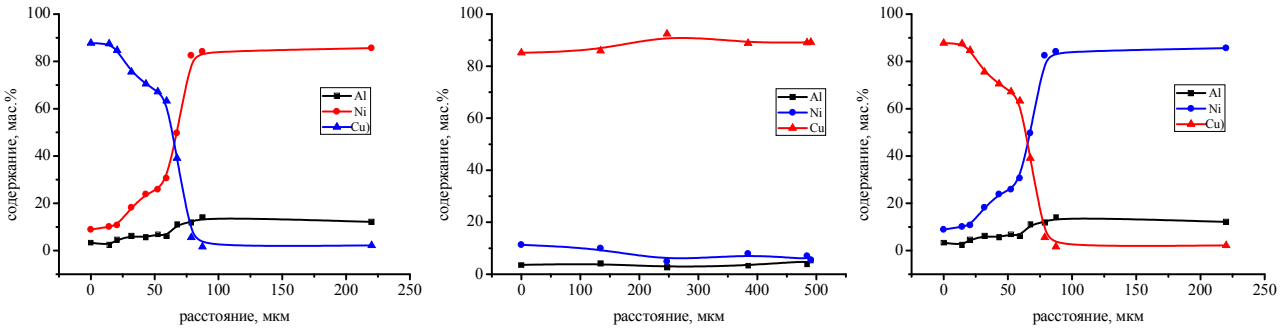


а *б* *в* *г*

Рис. 2. Структура образца: *а* – общий вид; *б* – область 1; *в* – область 2; *г* – область 3

Область 2 соответствует месту остановки фронта реакционной волны. На фотографии видна мелкозернистая «закалочная» структура никелида алюминия и крупные оплавленные частицы меди. В центре медь имеет более однородную структуру, однако и здесь наблюдаются границы между зернами меди, а при более низком разрешении виды частицы меди, сплавленные друг с другом. И только внизу слоя меди появляется структура плавленой меди. Рис. 2, *б* демонстрирует структуру переходного слоя между медью и никелидом алюминия. Видно наличие пустот между слоями, причину образования которых достоверно установить не удалось. Видно, что переходный слой имеет другой цвет, хотя по фазовому составу и микроструктуре ничем принципиально не отличается от верхнего и нижнего слоя. Изменение цвета, скорее всего, связано с наличием меди, растворенной в никелиде алюминия.

Распределение никеля, алюминия и меди вдоль вертикальной оси образца для областей 1, 2, 3 (рис. 3) показано на рис. 3. Зависимости имеют характерный вид: при переходе от слоя никелида алюминия к меди вследствие взаимной диффузии, содержание меди возрастает, а никеля падает. Концентрация алюминия остается практически постоянной.



а *б* *в*

Рис. 3. Распределение Ni, Al, Cu по вертикальной оси образца: *а* – область 2; *б* – область 3; *в* – область 1 на рис. 2

Следует отметить достаточно большое содержание никеля в слое меди и равномерное его распределение. Это может быть связано с тем, что частицы меди находятся в расплавленном состоянии и диффузия протекает по жидкофазному механизму.

Таким образом, экспериментально установлено, что повышение толщины слоя порошка меди приводит к увеличению времени задержки. При толщине слоя меди выше 6 мм, распространение фронта волны горения не происходит.

Образец состоит из слоев никелида алюминия, слоя из спеченных между собой частиц меди и переходного слоя на основе никелида алюминия, легированного медью. На границах слоев происходит взаимная диффузия никеля и меди, сопровождающаяся характерным изменением концентрации этих элементов.

Экспериментальные данные хорошо совпадают с результатами математического моделирования.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 19-03-00081) и в рамках государственного задания Томского научного центра Сибирского отделения Российской академии наук (проект 0365-2019-0004).

Литература

1. Химия синтеза сжиганием / Под ред. М. Коидзуми. М.: Мир, 1998. – 247 с.

2. Проскудин В. Ф., Голубев В. А., Бережко П. Г., Бойцов И. Е., Беляев Е. Н., Фунин Е. Н., Кремзуков И. К., Малышев А. Я. Особенности прохождения волны горения через инертную преграду в реальных конденсированных системах // ФГВ. 1998. Т. 34, № 6. С. 43–47.

3. Kwon Y. J., Kobashi M., Choh T., Kanetake N. Fabrication and simultaneous bonding of metal matrix composite by combustion synthesis reaction // Scripta Materialia. 2004. Vol. 50. P. 577–581.

4. Берман В. С., Новиков С. С., Рязанцев Ю. С. О прохождении волны горения, распространяющейся по конденсированному веществу, сквозь инертную преграду // Докл. АН СССР. 1973. Т. 211, № 5. С. 1153–1155.

5. Крайнов А. Ю. Влияние теплофизических характеристик инертной преграды и теплопотерь на распространение волны горения // ФГВ. 1987. Т. 23, № 6. С. 16–19.

6. Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Безгазовое горение системы термически сопряженных слоев // ФГВ. 2016. Т. 52, № 1. С. 70–75.

7. Sytschev A. E., Vrel D., Boyarchenko O. D., Khrenov D. S., Sachkova N. V., Kovalev I. D. SHS joining by thermal explosion in (Ni + Al)/Nb/(Ni + Al + Nb) sandwiches: microstructure of transition zone // Int. J. SHS. 2017. Vol. 26, No. 1. P. 49–53.

8. Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Нестационарные режимы горения безгазовых систем с легкоплавким инертным компонентом // ФГВ. 2002. Т. 38, № 2. С. 21–25.

9. Gabbasov R. M., Shulpekov A. M., and Kitler V. D. Characteristics of the capillary spreading of copper on the porous framework of the products of the SHS mixture of Ni–Al // XV Intern. Sympos. on Self-Propagating HighTemperature Synthesis (September 16–20, 2019): Proceedings. IPCP RAS. Chernogolovka, 2019. P. 119–121.

УДК 666.3-135; 666.3.017

УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ ВЫСОКОМОДУЛЬНОЙ И ВЫСОКОТЕПЛОПРОВОДНОЙ КАРБИДОКРЕМНИЕВОЙ КЕРАМИКИ

П. С. Гринчук[1], H. M. Abuhimd[2], М. В. Кияшко[1], Д. В. Соловей[1], А. В. Акулич[1], М. О. Степкин[1], М. Ю. Лях[1], В. В. Торопов[1], М. Д. Шашков[1], С. М. Данилова-Третьяк[1], Л. Е. Евсеева[1], Т. А. Кузнецова[1], А. П. Крень[3]

[1]Институт тепло- и масообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]Научно-технологический центр им. Короля Абдулазиза, г. Эр-Рияд, Саудовская Аравия
[3]Институт прикладной физики НАН Беларуси, г. Минск

В настоящее время во многих практических областях востребованы материалы с уникальным сочетанием механических, теплофизических, электрических свойств, сохраняющие свою функциональность в экстремальных условиях. Особое внимание с этой точки зрения уделяется материалам на основе бескислородных керамик: боридам, карбидам, нитридам и силицидам переходных металлов. Вследствие преобладания ковалентной химической связи над ионной в кристаллической решетке бескислородная керамика обладает повышенной жесткостью связей атомов. Так, материалы на основе нитрида и карбида кремния обладают значительной жаропрочностью при температуре 1000–1800 °С, в то время как прочность оксидной керамики резко снижается уже при температуре 800–1000 °С [1].

Одним из наиболее широко используемых бескислородных материалов является карбид кремния. Керамика из карбида кремния характеризуется высокой механической прочностью, высокой твердостью и износостойкостью, низким коэффициентом теплового расширения и высокой теплопроводностью, стойкостью к тепловым ударам и высокой температурой плавления, сопротивлением окислению при температурах до 1500 °С и химической инертностью, коррозионной стойкостью, устойчивостью к радиационным воздействиям. Такое сочетание свойств делает данную керамику перспективным материалом для применения в ряде областей: высокотемпературное оборудование (элементы футеровки, тигли для плавки, электрические нагреватели); бронезащита живой силы и техники; элементы тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов; элементы авиационных и ракетных двигателей; тормозные системы, работающие при экстремальных нагрузках (гиперкары, поезда, самолеты); полупроводниковые приборы, работающие при экстремальных нагрузках (например, в условиях атмосферы планеты Венера). Особое место в приложениях карбида кремния занимают оптические зеркала для космических телескопов. Наиболее известным из них является зеркало диаметром 3,5 м для миссии имени У. Гершеля, запущенной ЕКА в 2009 г. Отметим, что переход от оптического кварцевого стекла в телескопе Хаббл (1990 г.) к карбиду кремния в телескопе Гершеля позволил на порядок снизить удельный вес зеркала (со 190 до 27 кг/м^2).

Для большинства из перечисленных областей использования карбидокремниевой керамики критерием применимости материала является сочетание механической прочности (модуль Юнга, прочность на изгиб, трещиностойкость и т. д.) с теплофизическими показателями (высокая теплопроводность и низкий температурный коэффициент линейного расширения). Так, например, это важно для создания изделий, стойких к тепловому удару (насадки газовых горелок, ракетные двигатели и т. п.). Выбор лучшего материала для подложек космических и наземных зеркал осуществляется на основе критерия Максутова, который также учитывает описанные выше особенности.

Для получения карбидокремниевой керамики с высокими механическими и теплофизическими показателями авторами была разработана многостадийная технология [2]. В основе технологии лежит метод шликерного литья. Принципиальный выбор в пользу данного мето-

да обусловлен рядом факторов, важнейшими из которых являются возможность управления в процессе изготовления количеством и качеством углерода в материале, возможность управления пористостью материала перед процессом реакционного спекания и, как следствие, управление процессом силицирования (насыщения заготовки кремнием). Разработанная технология получения карбидокремниевого материала состоит из ряда технологических операций. Вначале с использованием первичных микропорошков карбида кремния (85–87 мас.%) и термопластичного связующего путем шликерного литья формуется заготовка. Затем термопластичная связка из заготовки удаляется термическим способом, в результате чего она становится пористой. Полученная карбидокремниевая матрица пропитывается жидкой фенолформальдегидной смолой, подвергается сушке и последующему низкотемпературному пиролизу и высокотемпературной карбонизации. В результате этого поровое пространство SiC-матрицы частично заполняется углеродом. При этом операции пропитки, сушки, пиролиза и карбонизации могут повторяться несколько раз до достижения требуемого содержания углерода в исходной пористой матрице. В результате такой обработки в матрице образуется наноструктурированный графит с характерной толщиной чешуек в 20–30 нм [3, 4]. Финальной стадией формирования материала является реакционное спекание, когда при нагреве по специально разработанному температурно-временному режиму до температур 1600–1800 °C расплавленный кремний и пары кремния проникают в пористую матрицу и, взаимодействуя с углеродом, образуют вторичный карбид кремния в объеме пор [2]. Именно вторичный карбид кремния связывает в монолитную поликристаллическую структуру получаемый материал. Оставшееся пространство, не занятое карбидом кремния, заполняется свободным кремнием.

Для поликристаллических керамических материалов хорошо известен тот факт, что для достижения высокой прочности материала, в частности, прочности на изгиб, необходимо уменьшать размер отдельных кристаллов, вплоть до нанометровых масштабов [5]. С теплофизическими свойствами ситуация обратная. Поэтому для достижения требуемого сочетания свойств необходимо выполнить поиск оптимума.

Для целенаправленного улучшения теплофизических свойств материала выбран следующий подход. Первый фактор, влияющий на указанные свойства, связан с размерами зерен. С точки зрения процессов теплопереноса наличие более крупных зерен SiC и меньшее количество межзеренных границ должны интенсифицировать процессы теплопереноса. Поэтому при получении шликера использовалась крупная фракция первичного порошка карбида кремния (средний размер 50 мкм, 60–65 мас.%) с небольшим добавлением мелкой фракции (5 мкм, 35–40%). Размер крупной фракции выбирался как базовый из указанных соображений интенсификации теплопереноса, а размер мелкой фракции и долевое соотношение фракций определялось на основе компьютерного моделирования микроструктуры керамики, позволяющего найти сочетание фракций для наиболее плотной упаковки микрочастиц.

Второй фактор связан с межфазными границами. В настоящее время известно, что наличие даже небольшого количества кислорода на межфазных границах в поликристаллическом карбиде кремния приводит к резкому уменьшению макроскопического коэффициента теплопроводности [6]. Этот эффект объясняется тем фактом, что кислород в поликристаллическом карбиде кремния находится в виде оксидов (прежде всего SiO_2) на границах кристаллов. Оксидные фазы, как правило, обладают низкой теплопроводностью. Поэтому наличие большего количества кислорода создает большее количество тепловых барьеров на границах зерен и, тем самым, замедляет теплоперенос. Развиваемый технологический подход для создания карбидокремниевой керамики позволил учесть и этот фактор. Заготовка в виде пористой матрицы, сформированной первичными частицами карбида кремния, до четырех раз пропитывалась фенолформальдегидной смолой и затем подвергалась пиролизу и карбонизации. Первичный пиролиз проводился при температуре 700 °C в газовой защитной атмосфере (удаление основных летучих компонентов), а высокотемпературная карбонизация при тем-

пературе 1200–1800 °С в вакууме. В этих условиях образующийся в порах наноструктурированный углерод является хорошим восстановителем для оксидных структур на границах зерен, а высокая температура, продолжительность процесса (несколько часов) и количество операций обработки способствуют высокой степени восстановления оксидов, прежде всего диоксида кремния. Такие технологические операции, как отмечено выше, позволяют получить графеноподобный углеродный материал в пористой матрице, что способствует более полной конверсии углерода и кремния в карбид кремния [3, 4].

Ключевым моментом технологии, позволяющим управлять свойствами конечного материала, является изменение числа стадий пропитки материала фенолформальдегидными смолами с последующей их карбонизацией. Количество пропиток позволяет влиять как на количество, так и на структуру и свойства углерода в исходной карбидокремниевой матрице. При этом управление свойствами углерода осуществляется за счет температуры процесса карбонизации (1500–1800 °С) и его продолжительности (2–10 ч). Рациональное количество пропиток, позволяющее влиять на свойства, находится в диапазоне от 1 до 4. Как можно видеть из приведенных результатов (рис. 1, 2), разработанным методом удается получить хорошее сочетание теплофизических и механических свойств. При этом варьирование числа пропиток от 1 до 4 позволяет увеличить модуль упругости материала с 400 до 430 ГПа, прочность на изгиб с 225 до 250 МПа, коэффициент теплопроводности со 158 до 186 Вт/(м·К).

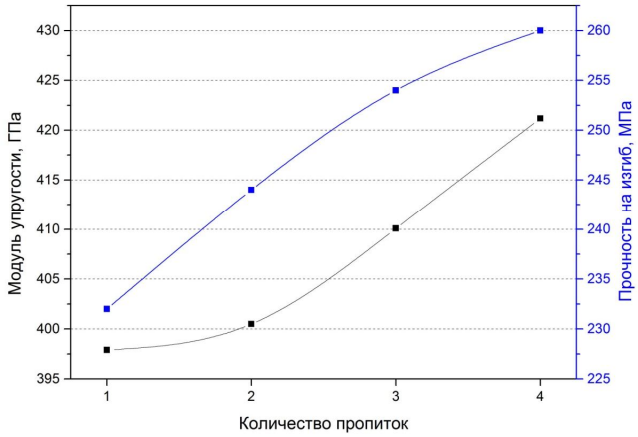


Рис. 1. Механические свойства полученной карбидокремниевой керамики в зависимости от числа операций пропитки фенолформальдегидными смолами на стадии подготовки прекурсора материала. Левая ось ординат – модуль упругости, ГПа; правая – прочность на изгиб, МПа

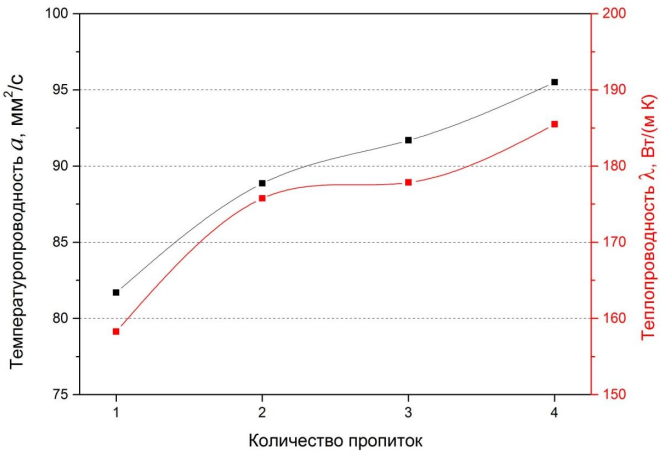


Рис. 2. Теплофизические свойства полученной карбидокремниевой керамики в зависимости от числа операций пропитки фенолформальдегидными смолами на стадии подготовки прекурсора материала. Левая ось ординат – температуропроводность, мм^2/с; правая – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К)

Отметим, что в работе [6] сопоставимый результат по коэффициенту теплопроводности в 225 Вт/ (м К) был достигнут гораздо более затратным и дорогостоящим путем – спеканием материала в атмосфере аргона при давлении на образец 40 МПа и температуре 2000 °С в течение 12 ч. В нашем случае благодаря предварительной подготовке материала результат достигается при меньшей температуре (1800 °С), отсутствии давления и заметно более короткой (2 ч) продолжительности процесса реакционного спекания.

This work was supported by the King Abdulaziz City for Science and Technology (Saudi Arabia).

Литература

1. Копылов В. В., Шевах В. М. Точение конструкционной нитридной керамики // Вестн. РУДН. Серия: Инженерные исследования. 2010. № 3. С. 47–52.

2. Grinchuk P. S., Kiyashko M. V., Abuhimd H. M., et al. Effect of technological parameters on densification of reaction bonded Si/SiC ceramics // J. Eur. Cer. Soc. 2018. Vol. 38, Iss. 15. P. 4815–4823.

3. Grinchuk P. S., Abuhimd H. M., et al. Growth of silicon carbide nanolayers on contact of porous carbon with molten silicon // J. Eng. Phys. Thermophys. 2017. Vol. 90, Iss. 5. P. 1102–1106.

4. Solovei D. V., Grinchuk P. S., Abuhimd H. M. et al. Synthesis of reinforced ceramic matrix composite based on SiC and nanocarbon mesh // J. Eng. Phys. Thermophys. 2019. Vol. 92, Iss. 4. P. 1050–1058.

5. Suyama S., Kameda T., Itoh Y. Development of high-strength reaction-sintered silicon carbide // Diamond and Related Materials. 2003. Vol. 12. P. 1201–1204.

6. Cho T. Y., Kim Y. W. Effect of grain growth on the thermal conductivity of liquid-phase sintered silicon carbide ceramics // J. Eur. Cer. Soc. 2017. Vol. 37, Iss. 11. P. 3475–3481.

УДК 666.3-183.2

ТЕРМИЧЕСКОЕ УДАЛЕНИЕ СВЯЗУЮЩЕГО ИЗ ЗАГОТОВОК КАРБИДОКРЕМНИЕВОЙ КЕРАМИКИ, ПОЛУЧЕННЫХ ШЛИКЕРНЫМ ЛИТЬЕМ

П. С. Гринчук[1], В. В. Торопов[1], М. В. Кияшко[1], Д. В. Соловей[1], А. В. Акулич[1], М. О. Степкин[1], М. Ю. Лях[1], С. М. Данилова-Третьяк[1], H. M. Abuhimd[2]

[1]Институт тепло- и масообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]Научно-технологический центр им. Короля Абдулазиза, г. Эр-Рияд, Саудовская Аравия

Карбидокремниевая керамика востребована в промышленности, космонавтике, авиастроении, энергетике и других отраслях благодаря сочетанию таких свойств как высокие твердость и механическая прочность, теплопроводность, температура плавления, химическая стойкость и др. [1]. Это обуславливает интерес к усовершенствованию технологий получения изделий из порошкового карбида кремния, в частности, щликерного литья, позволяющего получать детали сложной формы и относительно просто масштабируемого. При этом типовой процесс включает ряд стадий: подготовка шликерной массы, состоящей из порошка SiC и расплавленного связующего на основе парафина; литье шликера в металлическую форму; удаление связующего из отвердевшей заготовки; пропитка пористой заготовки фенолформальдегидными смолами; сушка; карбонизация смол в порах; реакционное спекание,

при котором углерод в порах реагирует с расплавленным кремнием и образует вторичный карбид кремния, связывающий частицы порошка первичного карбида кремния.

Среди способов удаления связующего наиболее простым и широко применимым является термическое удаление связки в минеральной засыпке. Для этой стадии характерна наибольшая вероятность образования дефектов [2, 3], так как еще не прочная структура заготовки особо чувствительна к напряжениям, возникающим при нагреве, фазовых переходах, капиллярном движении расплавленной связки, ее испарении и т. п. Особенно это проявляется при работе с толстыми заготовками. Для бездефектного удаления связки традиционно применяют медленный нагрев со скоростью порядка 0.1 °С/мин [2, 3] в защитной атмосфере. С учетом выдержек на разных температурах общее время операции удаления связки может превышать 40 ч [2] даже без учета остывания.

В настоящей работе предложен быстрый и эффективный способ термического удаления связки из заготовок карбидокремниевой керамики в воздушной атмосфере. Показано, что время термообработки может быть сокращено до 3 ч без ущерба для качества заготовки.

Образцы для исследования представляли собой диски диаметром 200 мм с толщиной от 7 до 14 мм, полученные путем шликерного литья. Отлитые заготовки содержали 87,5 мас.% дисперсного карбида кремния, состоявшего на 62.5% из фракции М50 (средний размер частиц 50 мкм) и на 37.5% из фракции М5 (5 мкм). Такой состав соответствовал пористости заготовки 30–35% после удаления связки. В состав связки входило 85 мас.% парафина марки П-2 и 15 мас.% пчелиного воска.

В качестве засыпки для удаления связки использовался каолин, предварительно обожженный на воздухе при 1000 °С. Образец с каолиновой засыпкой помещался в печь в цилиндрической посуде из нержавеющей стали с открытым верхом. При укладке образца каолин слегка утрамбовывался и разравнивался так, чтобы образец находился горизонтально в центре посуды, окруженный со всех сторон равномерным слоем засыпки толщиной от 17 до 30 мм в зависимости от толщины образца. При поиске оптимального режима удаления связки исследовались несколько вариантов нагрева детали:

1) нагрев в атмосфере азота со скоростями 1.5–2.0 °С/мин до температур 450–600 °С;

2) медленный нагрев (0.1–1 °С/мин) на воздухе до 140–400 °С;

3) быстрый нагрев (3–12 °С/мин) на воздухе до 600–900 °С.

Для первых двух вариантов найдены такие режимные параметры, при которых количество удаленной связки составляло 95–99%, но получаемые детали обладали крайне низкой механической прочностью, наблюдалось их осыпание и шелушение. Дальнейшие манипуляции с ними были невозможны. Приемлемая прочность достигалась при удалении менее 90% связки, но присутствие остаточной связки более 1% приводило к частому появлению разрушающих дефектов заготовки на последующих технологических стадиях (сушка и карбонизация смолы).

В таблице приведены выборочные результаты экспериментов с нагревом на воздухе. При температуре 140 °С и общем времени термообработки до 14 ч удаляется лишь около половины связки. Режим с тем же временем и температурой 200 °С позволяет полностью удалить связку, но деталь теряет механическую прочность и рассыпается. То же наблюдается и при нагреве до 300–400 °С. Достаточная прочность при полном удалении связки достигается при температуре не ниже 600 °С и выдержке в течение 2 ч. В этом случае при скоростях нагрева от 3 до 10 °С/мин не наблюдается каких-либо локальных разрушений. Более быстрый нагрев (12 °С/мин) в отдельных случаях приводит к появлению характерных дефектов типа трещин и вздутий (рис. 1).

Согласно данным термогравиметрического анализа шликерной массы (рис. 2), в атмосфере азота даже при температуре 650 °С остается ~5% начальной массы связки, что нежелательно для дальнейшей обработки. При нагреве на воздухе до 500 °С происходит полное

удаление связки. Нагрев выше 700 °С приводит к приросту массы, который объясняется поверхностным окислением карбида кремния [1].

Результаты экспериментов по термическому удалению связки на воздухе

Максимальная температура нагрева, °С	Толщина детали, мм	Скорость нагрева, °С/мин	Общее время нагрева и выдержки, ч	Доля удаленной связки, %	Пригодность для следующих операций
140	7 10	0.9 0.9	12.5 12.3	54 50	Нет
200	7 7	0.9 0.8	8.3 14	83 100	Нет Нет (осыпание)
600	7 10 14	5 2.5 3.3	4 6 5	99–100	Да
600	7 10 14	10	3	99–100	Да

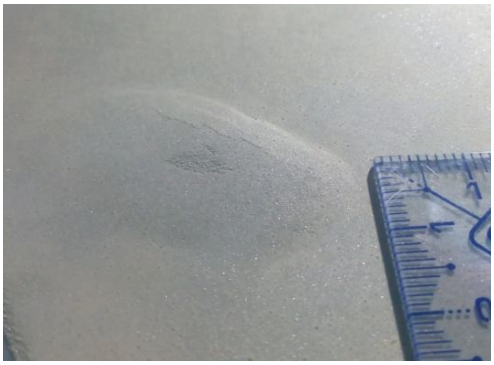


Рис. 1. Пример дефекта (вздутие), образовавшегося при слишком быстром нагреве (12 °С/мин)

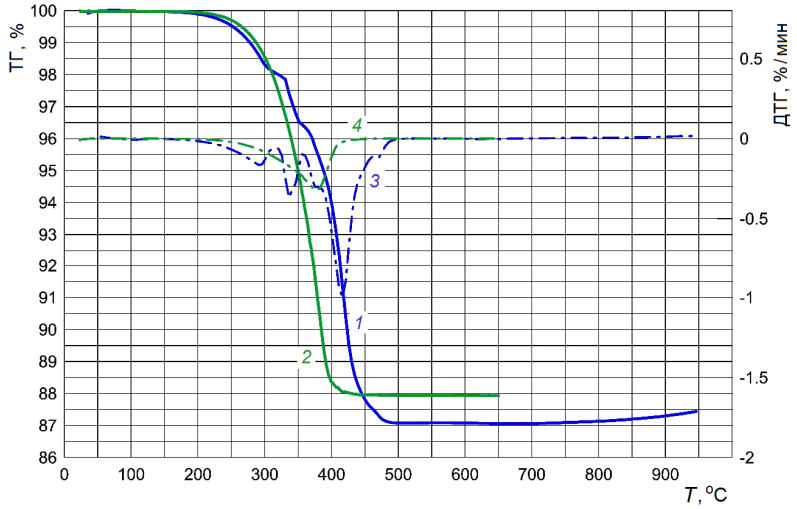


Рис. 2. Термоаналитические кривые шликерной массы: 1, 3 – нагрев в атмосфере воздуха, 5 °С/мин; 2, 4 – нагрев в азоте, 5 °С/мин; 1, 2 – термогравиметрические кривые (ТГ); 3, 4 – дифференциальные термогравиметрические кривые (ДТГ)

Можно предполагать, что рост оксидного слоя в местах контакта частиц карбида кремния связывает их в каркас и тем самым придает достаточную механическую прочность заготовке. Толщину оксидного слоя можно оценить на основе решения уравнения диффузии [4]:

$$h_{ox} \sim \sqrt{\frac{n_O m_O}{\rho_{SiC}} t} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (1)$$

где $n_O \sim 10^{22}$ ат/м^3 – числовая плотность растворенных атомов кислорода в SiC; m_O – масса атома кислорода; E – энергия активации процесса окисления, которая может составлять от 240 до356 кДж/моль [1]; R – универсальная газовая постоянная. Таким образом, при температуре 600 °C за 2 ч образуется оксидный слой толщиной до 1 нм, что может объяснять некоторое упрочнение плотноупакованной SiC-матрицы. Для сравнения, по данным [5] при 1150 °C за 4 ч образуется оксидный слой толщиной ~40 нм.

Для выяснения влияния более высоких температур на состояние заготовки проведены эксперименты с образцами толщиной 10 мм при 700, 800 и 900 °C, в которых скорость нагрева 10 °C/мин, время выдержки 2 ч и остальные параметры задавались одинаковыми. Экспериментально определялся прирост массы ΔM по отношению к массе M детали, обработанной при 600 °C и не содержащей остаточной связки, а также гидростатическим методом измерялась открытая пористость ε_w деталей. Независимо от измерений прирост массы оценивался теоретически на основе (1) с помощью соотношения:

$$\frac{\Delta M}{M} \approx \frac{6 h_{ox}(T) \rho_{SiO_2}}{\rho_{SiC}} \left(\frac{\nu_1}{d_1} + \frac{\nu_2}{d_2}\right), \quad (2)$$

где d_1 и d_2 – размеры частиц мелкой и крупной фракций карбида кремния соответственно, ν_1 и ν_2 – их доли. Результаты расчетов и измерений представлены на рис. 3, *а*. С увеличением температуры до 900 °C наблюдаются прирост массы до 3.5% и снижение открытой пористости с 31% (практически все поры открыты) до 26% (открыто ~80% объема порового пространства). Расчетная зависимость соответствует экспериментальным данным.

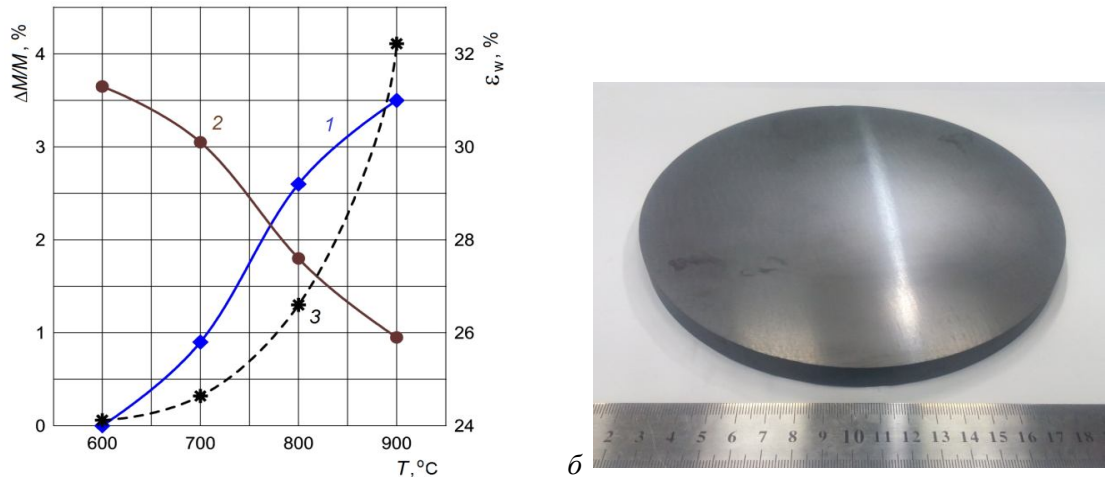


Рис. 3. Изменение прироста массы 1, открытой пористости 2 и теоретическая оценка 3 прироста массы образцов в зависимости от максимальной температуры при удалении связки (*а*); деталь из реакционно-связанного карбида кремния с плотностью 3.08 г/см^3, полученная при использовании разработанного режима удаления связки (*б*)

Уменьшение открытой пористости затрудняет пропитку заготовки смолой, тем самым снижая количество углерода в порах и ухудшая процесс реакционного связывания при силицировании. Таким образом, термическое удаление связки в атмосфере воздуха при температуре 600 °C является оптимальным для получения карбидокремниевой керамики данным способом. На основе анализа изменений массы в полном цикле обработки, а также характеристик

конечной керамики можно утверждать, что образующийся оксид кремния восстанавливается углеродом на этапе карбонизации при 1600 °C и не влияет на качество получаемых деталей. Разработанный способ удаления связки лег в основу технологии получения карбидокремниевой керамики с плотностью до 3.13 г/см^3 (97.5% от теоретической плотности) (рис. 3, *б*).

This work was supported by the King Abdulaziz City for Science and Technology (Saudi Arabia).

Литература

1. Harris G. L. Properties of Silicon Carbide. London: INSPEC, 1995. – 282 p.
2. German R. M. Theory of thermal debinding // Int. J. Powder Metall. 1987. Vol. 23, No. 4. P. 237–245.
3. Tseng W. J., Hsu C. K. Cracking defect and porosity evolution during thermal debinding in ceramic injection moldings // Ceram. Int. 1999. Vol. 25, No. 5. P. 461–466.
4. Grinchuk P. S., Abuhimd H. M., et al. Growth of silicon carbide nanolayers on contact of porous carbon with molten silicon // J. Eng. Phys. Thermophys. 2017. Vol. 90, No. 5. P. 1102–1106.
5. Wang S., Dhar S., Wang S. R. et al. Bonding at the SiC-SiO_2 interface and the effects of nitrogen and hydrogen // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98, No. 2. ID 026101.

УДК 541.136

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ИОННОГО ТРАНСПОРТА В ТВЕРДЫХ ИНТЕРКАЛИРУЕМЫХ ЛИТИЕМ ЭЛЕКТРОДАХ

А. В. Иванищев, И. А. Иванищева

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, г. Саратов, Россия

Литий-ионные аккумуляторы (ЛИА) – основа современной автономной энергетики. Постоянно прогрессирующая технология ЛИА требует разработки новых и совершенствования существующих компонентов ЛИА, главным образом, электродных материалов. Целью при этом является повышение удельных мощности и энергии, стабильности характеристик при длительной работе, повышение рабочего ресурса, расширение диапазона условий эксплуатации, повышение безопасности при работе. Двигаясь в этом направлении, исследователи сталкиваются с проблемой понимания механизма и закономерностей электрохимических процессов, протекающих в объеме материала, составляющего электрод, а также на межфазных границах, в первую очередь, с электролитом. Значительное число работ посвящено развитию теоретических подходов к исследованию ионно-транспортных свойств интеркаляционных материалов и их экспериментальному приложению в рамках разнообразных электрохимических методов [1–16].

Теоретические основы методов импульсных хроноамперо- и хронопотенциометрии в вариантах прерывистого титрования (обозначаются, соответственно, как PITT и GITT в англоязычной литературе) в приложении к интеркаляционным электродам были первоначально представлены Веппнером и Хаггинсом с сотрудниками [1]. Однако это была упрощенная модель ионного транспорта, предполагающая диффузионный перенос в полубесконечном пространстве. По мере усложнения исследуемых объектов (тонкопленочных электродов, много-

фазных композитных электродов) потребовался учет геометрии и фазовой неоднородности диффузионного слоя. Так, Монтелла с сотрудниками [6, 7] и Чуриков с сотрудниками [4, 8–10] независимо друг от друга предложили аналитические решения диффузионной задачи ионного транспорта в интеркаляционном электроде с замедленным переносом в поверхностном слое, и далее распространили эту концепцию на другие случаи геометрии диффузионного пространства. Леви и Орбах с сотрудниками [11] показали решающее влияние термодинамических факторов на транспортные процессы в интеркаляционном электроде и модифицировали теоретические основы методов PITT и GITT. В основу своих теоретических разработок они положили изотерму адсорбции Фрумкина, возможность приложения которой для описания термодинамики интеркаляционного электрода была впервые ими обнаружена. Адаптированную форму такой изотермы авторы [11] назвали изотермой интеркаляции Фрумкина. Также они развили представления о межчастичных взаимодействиях в структуре интеркаляционных материалов на основе модели решеточного газа, что позволило им теоретически интерпретировать форму концентрационной зависимости коэффициента диффузии лития. Эти же исследователи внесли вклад в развитие подходов к анализу данных метода спектроскопии электродного импеданса (EIS в англоязычной литературе). Леви и Орбах [12] изучили кроме этого вопрос выбора модели для описания импедансного спектра композитного электрода, а также сравнили между собой подходы других исследователей [13, 14]. В наших работах были развиты подходы к анализу импедансных данных монофазных поликристаллических тонких электродов [5, 15]. В основе предложенной эквивалентной схемы лежит модель комбинированного диффузионно-миграционного литиевого транспорта в твердых электролитах. При условии большого различия характеристических времен ионного транспорта в твердотельных электродах и неводном растворе литиевой соли, заполняющем поры электродного материала, упомянутая эквивалентная схема может быть использована также и для моделирования литиевого транспорта в пористом композитном электроде [16]. Таким образом, в настоящее время теоретические основы большинства наиболее информативных электрохимических методов получили достаточно глубокое развитие.

Для решения диффузионных уравнений, описывающих литиевый ионный транспорт в композитном интеркаляционном электроде, необходимо корректно описать геометрию диффузионного пространства. Такое рассмотрение представлено в наших работах [4, 8]. Эти модели применимы как для монофазных пленочных, так и для порошковых композитных электродов. Литиевый транспорт в монолитной плоской пленке или отдельной частице материала может быть представлен как комбинация последовательных стадий переноса в нескольких ионопроводящих слоях: электролите, поверхностном слое и объеме интеркаляционного материала. Константу скорости переноса иона лития через границу поверхностный твердоэлектролитный слой (SEI в англоязычной литературе)/интеркаляционный материал обозначим H_{SEI}. Параметры ΔE_{SEI} (поляризация в SEI) и R_{SEI} (электрическое сопротивление SEI) относятся к поверхностному переносу ионов. Изменение потенциала ΔE образовано ΔE_{SEI} и сдвигом потенциала за счет изменения концентрации Δc_{s} на границе электролит|электрод: $\Delta c_{\mathrm{s}} = c_s - c_0$. В этом случае можно записать

$$\Delta E \approx \Delta E_{SEI} + \frac{dE}{dc_s}\Delta c_s , \tag{1}$$

где dE/dc_{s} – наклон зависимости $E(c_s)$ в точке измерения c_0. Для анализа транзиентов тока и потенциала необходимо выразить Δc_{s}, используя уравнение второго закона Фика:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D\frac{\partial^2 c}{\partial z^2}, \quad 0 < z < L, \ t \geq 0, \tag{2}$$

с различными начальными и граничными условиями. В нашей работе [8] были представлены решения диффузионной задачи применительно к интеркалируемым литием электродам с различными особенностями геометрической и фазовой конфигурации диффузионного пространства в условиях применения методов GITT и PITT. Далее представлен наиболее общий вид уравнений хронопотенциограмм и хроноамперограмм для следующих случаев: 1) ток включен, 2) ток выключен, 3) потенциал включен. Во всех случаях константа поверхностного переноса лития H_{SEI} присутствует в форме соотношения с коэффициентом диффузии D:

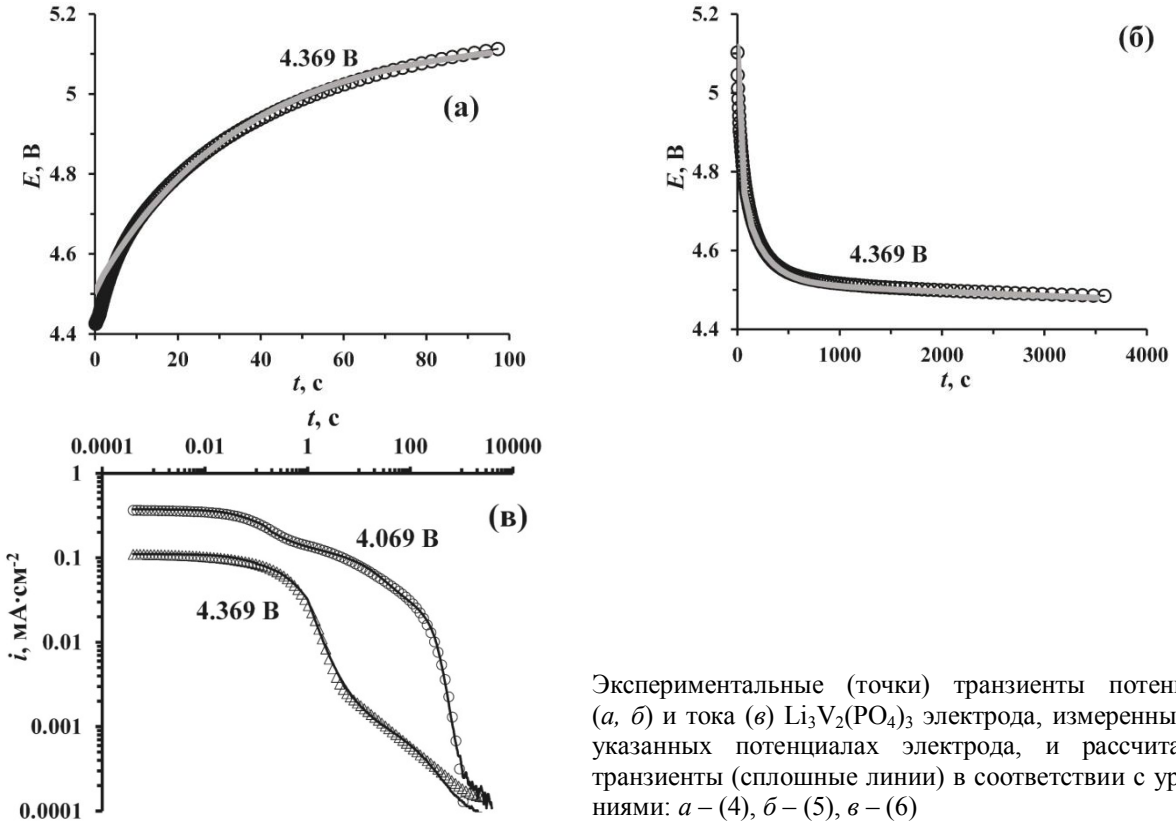
$$h_{\text{SEI}} = H_{\text{SEI}}/D = |dE/dc_s|/nFDR_{\text{SEI}}. \tag{3}$$

Поэтому для случаев 1) и 2) уравнение хронопотенциограммы примет вид соответственно

$$\Delta E_i = \Delta E_{SEI} + \frac{i}{nFDh}\left|\frac{dE}{dc_s}\right|\left(1 + hL - \sum_{n=1}^{\infty}\frac{2hL\left(\alpha_n{}^2 + (hL)^2\right)}{\alpha_n{}^2\left(hL + (hL)^2 + \alpha_n{}^2\right)}\exp\left[-\frac{\alpha_n{}^2 Dt}{L^2}\right]\right), \tag{4}$$

$$\Delta E_{i=0} = 2\left|\frac{dE}{dc_s}\right|\sum_{n=1}^{\infty}\exp\left[-\frac{D\alpha_n{}^2 t}{L^2}\right]\frac{\left(h^2 + \frac{\alpha_n{}^2}{L^2}\right)}{\left(\frac{\alpha_n{}^2}{L^2} + h^2\right)L + h}\int_0^L f(z')\cos\left(\frac{\alpha_n}{L}z'\right)dz' \tag{5}$$

Для случая 3), принимая во внимание эквивалентную проницаемость внутренней и внешней границ $H = H_{\text{SEI}}$ или $h = h_{SEI} = \left|dE/dc_s\right|/nFDR_{\text{SEI}}$, приходим к следующему уравнению хроноамперограммы:



Экспериментальные (точки) транзиенты потенциала (*а, б*) и тока (*в*) $Li_3V_2(PO_4)_3$ электрода, измеренные при указанных потенциалах электрода, и рассчитанные транзиенты (сплошные линии) в соответствии с уравнениями: *а* – (4), *б* – (5), *в* – (6)

$$i(t)=\frac{nFDh\Delta E}{(2+hL)}\frac{dc_s}{dE}-nFDh\Delta E\frac{dc_s}{dE}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\beta_n\cos(\beta_n)}{\left(\left(\frac{hL}{2}\right)^2+\frac{hL}{2}+\beta_n^2\right)\sin\beta_n}\exp\left(-\beta_n^2\frac{4Dt}{L^2}\right)+$$

$$+nFDh\Delta E\frac{dc_s}{dE}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\alpha_n\sin(\alpha_n)}{\left(\left(\frac{hL}{2}\right)^2+\frac{hL}{2}+\alpha_n^2\right)\cos\alpha_n}\exp\left(-\alpha_n^2\frac{4Dt}{L^2}\right), \quad (6)$$

где α_n и β_n – n-е положительные корни характеристических уравнений $\alpha\tan\alpha = hL$ и $\beta/\tan\beta = -hL$. Примеры использования упомянутых уравнений для моделирования экспериментальных транзиентов потенциала и тока показаны на рисунке.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 20-03-00381.

Обозначения

D – коэффициент диффузии, см^2/с; t – время, с; E – потенциал электрода, В; ΔE – поляризация электрода, В; i – плотность тока, мА/см^2; H_{SEI} – константа скорости переноса иона лития через границу SEI, см/с; h_{SEI} – приведенная константа переноса иона лития через границу SEI $h_{SEI} = H_{SEI}/D$, см$^{-1}$; R_{SEI} – электрическое сопротивление SEI, Ом·см^2; c_0, c_s, Δc_s – концентрация ионов лития, соответственно в объеме электрода, на поверхности электрода, изменение концентрации, моль/см^3; L – толщина диффузионного слоя, см; n – число электронов; F – постоянная Фарадея, Кл/моль.

Литература

1. Wen C. J., Boukamp B. A., Huggins R. A., Weppner W. Thermodynamic and mass transport properties of “LiAl” // J. Electrochem. Soc. 1979. Vol. 126. P. 2258–2266.

2. Levi M. D., Aurbach D. Frumkin intercalation isotherm – a tool for the description of lithium insertion into host materials: a review // Electrochim. Acta. 1999. Vol. 45. P. 167–185.

3. Markevich E., Levi M. D., Aurbach D. Comparison between potentiostatic and galvanostatic intermittent titration techniques for determination of chemical diffusion coefficients in ion-insertion electrodes // J. Electroanal. Chem. 2005. Vol. 580. P. 231–237.

4. Churikov A. V., Ivanishchev A. V, Ushakov A. V., Romanova V. O. Diffusion aspects of lithium intercalation as applied to the development of electrode materials for lithium-ion batteries // J. Solid State Electrochem. 2014. Vol. 18. P. 1425–1441.

5. Churikov A. V., Ivanishchev A. V., Ivanishcheva I. A., Zapsis K. V., Gamayunova I. M., Sycheva V. O. Kinetics of electrochemical lithium intercalation into thin tungsten (VI) oxide layers // Russ. J. Electrochem. 2008. Vol. 44. P. 530–542.

6. Montella C. Discussion of the potential step method for the determination of the diffusion coefficients of guest species in host materials: Part I. Influence of charge transfer kinetics and ohmic potential drop // J. Electroanal. Chem. 2002. Vol. 518. P. 61–83.

7. Montella C. Discussion of three models used for the investigation of insertion/extraction processes by the potential step chronoamperometry technique // Electrochim. Acta. 2005. Vol. 50. P. 3746–3763.

8. Churikov A. V., Ivanishchev A. V., Ivanishcheva I. A., Sycheva V. O., Khasanova N. R., Antipov E. V. Determination of lithium diffusion coefficient in $LiFePO_4$ electrode by galvanostatic and potentiostatic intermittent titration techniques // Electrochim. Acta. 2010. Vol. 55. Vol. 2939–2950.

9. Churikov A. V. Chronoammetric determination of the lithium transfer rate in carbon electrodes // Russ. J. Electrochem. 2002. Vol. 38. P. 103–108.

10. Ivanishchev A. V., Churikov A. V., Ushakov A. V. Lithium transport processes in electrodes on the basis of $Li_3V_2(PO_4)_3$ by constant current chronopotentiometry, cyclic voltammetry and pulse chronoamperometry // Electrochim. Acta. 2014. Vol. 122. P. 187–196.

11. Levi M. D., Wang C., Aurbach D. Two parallel diffusion paths model for interpretation of PITT and EIS responses from non-uniform intercalation electrodes // J. Electroanal. Chem. 2004. Vol. 561. P. 1–11.

12. Levi M. D., Aurbach D. Impedance of a Single intercalation particle and of non-homogeneous, multilayered porous composite electrodes for Li-ion batteries // J. Phys. Chem. B. 2004. Vol. 108. P. 11693–11703.

13. Meyers J. P., Doyle M., Darling R. M., Newman J. The impedance response of a porous electrode composed of intercalation particles // J. Electrochem. Soc. 2000. Vol. 147. P. 2930–2940.

14. Pajkossy T. Impedance of rough capacitive electrodes // J. Electroanal. Chem. 1994. Vol. 364. P. 111–125.

15. Ivanishchev A. V., Churikov A. V., Ivanishcheva I. A., Zapsis K. V., Gamayunova I. M. Impedance spectroscopy of lithium-carbon electrodes // Russ. J. Electrochem. 2008. Vol. 44. P. 510–524.

16. Ivanishchev A. V., Churikov A. V., Ivanishcheva I. A., Ushakov A. V. Lithium diffusion in $Li_3V_2(PO_4)_3$-based electrodes: a joint analysis of electrochemical impedance, cyclic voltammetry, pulse chronoamperometry, and chronopotentiometry data // Ionics. 2016. Vol. 22. P. 483–501.

УДК 539.217.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ИЗБИРАТЕЛЬНО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СРЕДЕ

И. В. Казанин, В. Н. Зиновьев, В. А. Лебига, А. Ю. Пак, А. С. Верещагин, А. В. Альянов, В. М. Фомин

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича Сибирского отделения РАН, г. Новосибирск, Россия

Прохождение ударной волны и волны давления через гранулированную среду, обладающую избирательно поглощающими свойствами для газа, является малоисследованной и актуальной задачей. Такие задачи возникают, например, при проектировании и моделировании режимов работы газоразделительных установок, работающих по принципу короткоцикловой адсорбции (КЦА), где применяются гранулированные сорбционные материалы. Широкая вариация параметров материалов и их свойств, может обуславливать различное взаимодействие с ударной волной/волной давления, распространяющейся в таких средах.

Примером прикладной задачи, где важно учитывать параметры взаимодействия и распространения ударной волны и волны давления в гранулированных средах является проектирование установок для извлечения гелия из гелийсодержащей смеси с помощью мембранно-сорбционного метода. Данный метод разрабатывается в Институте теоретической и прикладной механики СО РАН и объединяет в себе мембранную технологию и короткоцикловую адсорбцию [1]. Отличительной особенностью предлагаемого метода, является использование полых микросферических частиц из силикатных материалов в качестве мембранных

элементов, стенка которых селективно проницаема для гелия и непроницаема для остальных компонентов природного газа.

Данная работа направлена на экспериментальное исследование взаимодействия ударной волны с селективно поглощающей гранулированной средой.

В качестве гранулированной среды применялись синтетические полые микросферические частицы – микросферы (размер частиц 10–100 мкм, толщина стенки ~1 мкм), и композитные гранулированные сорбенты на их основе.

В работе использовались синтетические полые микросферы марки МС-В-2Л из натрий-борсиликатного стекла, произведенные в ОАО "НПО Стеклопластик". На рис. 1 представлено изображение микросфер МС-В-2Л, полученное с помощью электронного микроскопа. Частицы имеют сферическую форму и гладкую поверхность, средний размер частиц ~36 мкм. Засыпка из частиц представляет собой сыпучую среду в виде порошка белого цвета с насыпной плотностью 0,23–0,27 г/см^3.

Гранулированный композитный сорбент изготовлен совместно с Центром новых химических технологий Института катализа СО РАН (г. Омск) с использованием микросфер МС-В-1Л в качестве гелиепроницаемого компонента и связующего материала гамма-оксида алюминия в качестве высокопористого прочного связующего-каркаса. Содержание микросфер в исследуемом сорбенте 15 мас.%. Гранулы имеют цилиндрическую форму, диаметр гранул 3 мм, длина около 10 мм. Фотография композитного сорбента приведена на рис. 2.

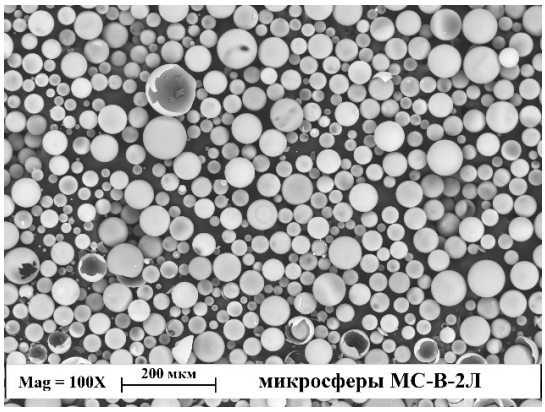


Рис. 1. Фотография микросфер МС-В-2Л, полученная с помощью электронного микроскопа



Рис. 2. Фотография композитного сорбента на базе микросфер МС-В-1Л

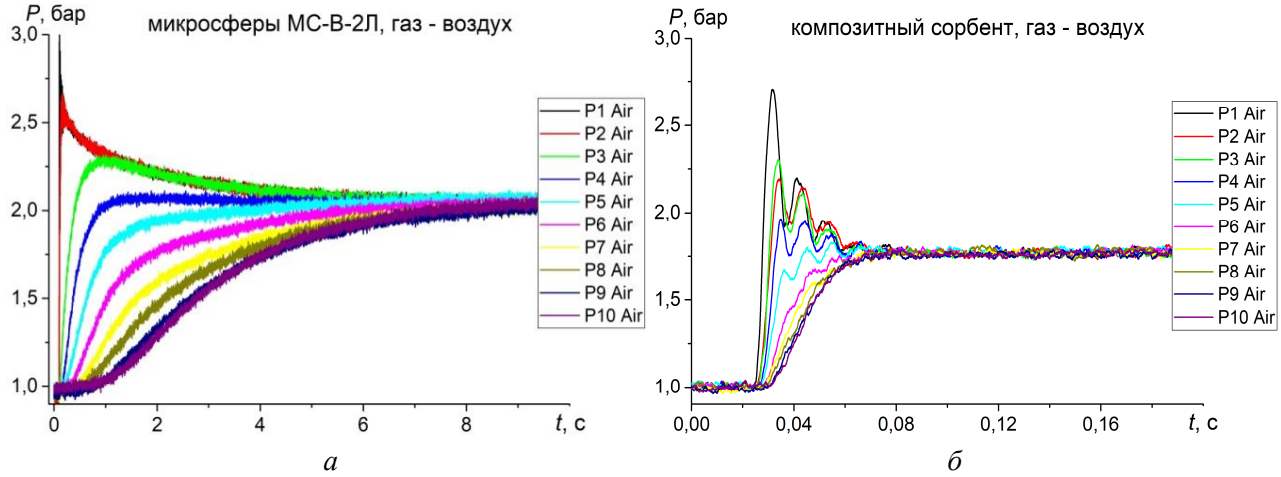
В работах [2–4], посвященных исследованию гелиевой проницаемости полых микрочастиц и сорбента на их основе, было показано, что микросферы и гранулированный сорбент обладают селективной газовой проницаемостью: проницаемы для гелия и непроницаемы для воздуха, метана и т. д. Таким образом, при распространении ударной волны в таких средах, имеет место не только процесс взаимодействия среды с газом, но и одновременно протекающий процесс сорбции – проникновения газа во внутренний объем микрочастиц. При высокой газовой проницаемости материала частиц, процесс сорбции может оказывать существенное влияние на прохождение ударной волны и волны давления через среду.

Ранее для микросфер и композитного сорбента были определены значения пористости для образованных ими гранулированными средами, коэффициенты газовой проницаемости сред, полученных в стационарном случае, а также скорости распространения волны давления в среде микросфер, времена заполнения адсорбера воздухом и гелием [4].

Для проведения экспериментального исследования распространения ударной волны в избирательно поглощающей гранулированной среде была подготовлена специальная установка, в основе которой лежит принцип работы ударной трубы: присутствует камера высокого давления (КВД), блок диафрагмы, с разрушаемым мембранным элементом, камера низкого

давления (КНД), в которую помещается исследуемая среда. Установка располагается вертикально для того, чтобы гранулированная среда заполняла всю площадь поперечного сечения камеры низкого давления без образования зазора вдоль боковой образующей стенки. В камеру высокого давления осуществляется подача рабочего газа: воздуха, гелия или их смеси. Камера низкого давления состоит из двух цилиндрических труб различного сечения, по образующей устанавливаются датчики давления для возможности регистрации изменения давления при прохождении ударной волны/волны давления.

На текущем этапе выполнения работы проведены предварительные эксперименты по распространению ударной волны/волны давления в гранулированной среде, образованной засыпкой микросфер и гранул композитного сорбента для воздуха и гелия. На рис. 3 представлены характерные графики изменения давления газа (воздух) в КНД заполненной микросферами (рис. 3, *а*) и композитным сорбентом (рис. 3, *б*) при распространении ударной волны/волны давления. В данных экспериментах засыпка материала в КНД осуществлялась таким образом, что уровень засыпки находился между 2 и 3 датчиком давления. Как следует из графиков, в случае микросфер, ударная волна, достигая засыпки, практически сразу разрушается и далее по засыпке медленно распространяется волна давления. В случае с композитным сорбентом, для которого коэффициент газовой проницаемости практически на два порядка выше, чем для микросфер, при прохождении ударной волны наблюдается постепенное её разрушение и вырождение в волну давления. Аналогичные данные были получены и для гелия в качестве рабочего газа.



а *б*

Рис. 3. Графики изменения давления в КНД, заполненной микросферами (*а*) и композитным сорбентом (*б*) при распространении ударной волны/волны давления, газ – воздух

В ходе исследования распространения ударных волн в гранулированных средах были получены данные о скорости распространения волн давления, определены коэффициенты газовой проницаемости для исследуемых сред.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ №19-41-543007 р_мол_а, комплексной программы фундаментальных исследований СО РАН «Междисциплинарные интеграционные исследования» на 2018–2020 гг., номер проекта 0323-2918-0023, программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 гг. (проект АААА-А17-117030610134-9).

Литература

1. Пат. РФ № 2161527. Способ разделения газовой смеси. В. М. Фомин, С. В. Долгушев, В. П. Фомичев; заявл. 17.01.00; опубл. 10.01.01. Бюл. № 1.

2. Зиновьев В. Н., Казанин И. В., Пак А. Ю., Верещагин А. С., Лебига В. А., Фомин В. М. Проницаемость полых микросферических мембран по отношению к гелию // ИФЖ. 2016. Т. 89. С. 24–36.

3. Зиновьев В. Н., Казанин И. В., Лебига В. А., Пак А. Ю., Цибульский Н. Г., Верещагин А. С., Фомин В. М. Экспериментальное определение коэффициента гелиевой проницаемости на примере полых микросферических мембран // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 6. С. 855–864.

4. Зиновьев В. Н., Казанин И. В., Лебига В. А., Пак А. Ю., Верещагин А. С., Фомин В. М. О совместном выделении паров воды и гелия из природного газа // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 5. С. 771–777.

5. Kazanin I. V., Zinoviev V. N., Lebiga V. A., Pak A. Y., Fomin V. M., Vereshchagin A. S., Tsibulsky N. G. Experimental investigation of transport and helium permeability for hollow microspherical membranes // Proceedings of the XXV Conference on High-Energy Processes in Condensed Matter (HEPCM 2017): AIP Conference Proceedings. S.l.: AIP Publishing, 2017. Vol. 1893, No. 1. P. 030013.

УДК 536.46+536.12

МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРАВЛЯЕМОГО СИНТЕЗА КОМПОЗИТНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ПОДЛОЖКЕ

А. Г. Князева, О. Н. Крюкова

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск

Синтез материалов и покрытий из смесей компонентов, участвующих в экзотермических химических реакциях с образованием интерметаллических соединений или композитов с включениями карбидов, боридов, нитридов и силицидов представляют интерес для различных приложений [1–5]. Комбинированные методы синтеза, основанные на использовании возможностей СВС (в режиме горения, теплового взрыва, объемного синтеза под нагрузкой и т. д.), в настоящее время получили достаточно широкое распространение [6, 7]. К ним относятся и комбинированные методы электронно-лучевой или лазерной обработки материалов с предварительно нанесенным слоем порошков химически активных компонентов, а также некоторые виды современных аддитивных технологий [8–10]. Несмотря на имеющиеся преимущества методов обработки высокоинтенсивными источниками энергии совместно с синтезом в конденсированной фазе, имеется ряд проблем, требующих фундаментальной проработки на основе моделирования. Ниже предлагается обзор теоретических работ авторов, посвященных данной теме.

Если малая концентрация упрочняющих частиц, поступающих в ванну расплава, которая формируется за движущимся источником энергии (сканирующим с высокой частотой электронным лучом), используется для модификации поверхностного слоя, то в первом приближении можно пренебречь изменением размеров этого слоя. В этом случае процессами, определяющими структуру поверхностного слоя после обработки, являются перераспределение частиц в расплаве и их растворение, которое, в свою очередь, определяется разными факторами, в том числе диффузией, гидродинамикой и химическими реакциями. В зависимости от химического состава обрабатываемого материала, порошка, служащего для модификации свойств и технологических параметров фазовая и химическая структура образую-

щегося покрытия – различны; различны и физико-химические процессы, лимитирующие формирование свойств, а также физико-математические модели, служащие для интерпретации и описания наблюдаемых закономерностей [11–15]. Если процесс растворения частиц сопровождается химическими превращениями, то в модели явно учитывается кинетика реакций в расплаве. Анализ проведенных исследований показал, что среди всего многообразия физико-химических процессов можно выделить те, которые являются общими для разных составов в технологии ЭЛ обработки поверхности с модифицирующими частицами. В этом случае удается выделить критические условия, разделяющие разные технологические процессы: формирование гомогенного покрытия и формирование композитного покрытия.

Другая серия работ [16–22] посвящена изучению процесса синтеза интерметаллидных покрытий на подложках при различных режимах воздействия электронного луча. Электронный луч позволяет управлять степенью и скоростью нагрева, а также местом начала экзотермических реакций. Например, в [19] показано, что независимо от конкретных условий, которые можно реализовать в эксперименте, покрытие всегда получается неоднородным и многофазным. Однако на основе проведенных теоретических исследований можно выбрать условия, позволяющие минимизировать неоднородность.

Развитием всех предыдущих исследований стали работы, имеющие непосредственное отношение к современным аддитивным технологиям [23–32] с применением химически активных порошковых смесей. В отличие от подавляющего большинства теоретических работ в этой области, в наших моделях явно учитываются разнообразные кинетические явления, стадийность химических реакций, изменение эффективных свойств с изменением состава и пористости. Фазовый состав формирующихся покрытий и слоев при создании трехмерных объектов зависит от режима сканирования ЭЛ или лазера, наличия или отсутствия потерь тепла, состава исходной порошковой смеси. Например, в [26, 30–32] показано, что в случае объектов малых размеров квазистационарный режим процесса не устанавливается, объекты получаются неоднородными по составу и свойствам, что не позволяет для интерпретации наблюдаемых закономерностей использовать модели, разработанные для процессов сварки, несмотря на обилие общих черт [33].

Литература

1. Rogachev A. S., Mukasyan A. S. Combustion for material synthesis. New York: CRC Press Taylor & Francis Group, 2015. – 398 p.

2. Guanghua Liu, Jiangtao Li, Kexin Chen Combustion synthesis of refractory and hard materials: A review // Int. J. of Refractory Metals and Hard Materials. 2013. Vol. 39. P. 90–102.

3. Moore J. J., Feng H. J. Combustion synthesis of advanced materials: Part I. Reaction parameters // Progress in Material Science. 1995. Vol. 39. P. 243–273.

4. Moore J. J., Feng H. J. Combustion synthesis of advanced materials: Part II. Classification, application and modeling // Progress in Material Science. 1995. Vol. 39. P. 275–316.

5. Liu G., Li J., Chen K. Combustion synthesis of refractory and hard materials: A review // Int. J. of Refractory Metals and Hard Materials. 2013. Vol. 39. P. 90–102.

6. Levashov E. A., Mukasyan A. S., Rogachev A. S., Shtansky D. V. Self-propagating high-temperature synthesis of advanced materials and coatings // Intern. Materials Reviews. 2016. Vol. 62, No. 4. P. 203–239

7. Varma A., Rogachev A. S., Mukasyan A. S., Hwang S. Combustion synthesis of advanced materials: principles and applications // Advances in chemical engineering. 1998. Vol. 24. P. 79–226.

8. Gong X., Anderson T., Chou K. Review on powder-based electron beam additive manufacturing technology // Manufacturing Review. 2014. Vol. 1, No. 2. [Электронный ресурс].

9. Frazier W. E. Metal additive manufacturing: a review // J. of Materials Engineering and Performance. 2014. Vol. 23, No. 6. P. 1917–1928.

10. Zhang L. C., Liu Y., Li S., Hao Y. Additive manufacturing of titanium alloys by electron beam melting: A review // Advanced Engineering Materials. 2018. Vol. 20, No. 5. P. 1700842.

11. Крюкова О. Н., Князева А. Г. Влияние динамики поступления частиц в расплав на фазовую структуру и свойства покрытия, формирующегося в процессе электронно-лучевой наплавки // Физическая мезомеханика. 2004. Т. 7. Спец. вып. Ч. 2. С. 205–208.

12. Князева А. Г., Крюкова О. Н. Моделирование структуры поверхности, формирующейся при электронно-лучевой наплавке покрытий // Физическая мезомеханика. 2004. Т. 7. № 2. С. 81–89.

13. Крюкова О. Н. Численное исследование модели электронно-лучевой наплавки покрытий с модифицирующими частицами с учетом физико-химических превращений // Изв. Томского политехн. ун-та. 2006. Т. 309, № 6. С. 120–124.

14. Крюкова О. Н., Князева А. Г. Сравнительный анализ одномерной и двумерной моделей электронно-лучевой наплавки покрытий с модифицирующими частицами // Вестн. Пермского гос. техн. ун-та. Математическое моделирование систем и процессов. 2005. № 13. С. 123–131

15. Крюкова О. Н., Князева А. Г. Критические явления при растворении частиц в расплаве в процессе электронно-лучевой наплавки покрытий // Прикладная механика и техническая физика. 2007. Т. 48, № 1. С. 131–142.

16. Сорокова С. Н., Князева А. Г. Моделирование формирования фазовой структуры покрытия в процессе электронно-лучевой обработки с использованием синтеза в твердой фазе // Теоретические основы химической технологий. 2008. Т. 42, № 4. С. 457–465.

17. Князева А. Г., Сорокова С. Н. Связанная модель спекания порошков системы Ti-$TiAl_3$ // Изв. ТПУ. 2009. Т. 314, № 2. С. 96–101.

18. Князева А. Г., Крюкова О. Н., Сорокова С. Н. Моделирование управляемого синтеза покрытия на подложке // Изв. ВУЗов. Физика. 2009. № 8/2. С. 417–420.

19. Сорокова С. Н., Князева А. Г. Моделирование синтеза интерметаллида на подложке цилиндрической формы // Физическая мезомеханика. 2009. Т. 12, № 5. С. 77–90.

20. Князева А. Г., Сорокова С. Н. Численное исследование влияния технологических параметров на состав и напряженно-деформированное состояние покрытия, синтезируемого в условиях электронно-лучевого нагрева // ТОХТ. 2010. Т.44, № 2. С. 184–197.

21. Сорокова С. Н., Оноприенко О. О., Князева А. Г. Моделирование фазовых превращений в системе Ti-Cu в условиях регулируемого нагрева // Изв. ВУЗов. Физика. 2013. Т. 56, № 12/2. С. 202–207.

22. Князева А. Г., Сорокова С. Н., Яковлев А. Н. Управляемый лазерный синтез в сопряженных условиях теплообмена // Изв. ВУЗов. Физика. 2015. Т. 58, № 6/2. С. 121–125.

23. Князева А. Г., Поболь И. Л., Гордиенко А. И., Демидов В. Н., Крюкова О. Н., Олещук И. Г. Моделирование теплофизических и физико-химических процессов, сопровождающих формирование покрытий в электронно-лучевых технологиях модификации поверхностей металлических материалов // Физическая мезомеханика. 2007. Т. 10, № 5. С. 105–119.

24. Gordienko A. I., Pobol I. L. Coating synthesis controlled by electron-beam heating // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2016. Vol. 140. P. 012018.

25. Knyazeva A. G., Pobol I. L., Demidov V. N. Mathematical modelling of thermal and kinetic phenomena in electron-beam technologies // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2016. Vol. 140. P. 012021.

26. Knyazeva Anna G., Anisimova Maria A., Krinitcin Maksim G., Fedorov Vasiliy V., and Pobol Igor L. Formation of a porous titanium part under directed energy deposition: theory and experiment // High Temperature Material Processes. 2019. Vol. 23(1). P. 1–23.

27. Knyazeva Anna, Kryukova Olga. Coating combustion synthesis controlled by moving electron beam // IOP Conf. Series: J. of Physics: Conf. Series. 2018. Vol. 1115. P. 042028.

28. Князева А. Г., Коростелева Е. Н., Крюкова О. Н., Прибытков Г. А. Чумаков Ю. А. Физические закономерности синтеза порошков композитов на основе титана для аддитивных технологий // Машиностроение: сетевой электронный научный журнал. 2017. Т. 5, № 4. С. 3–13.

29. Knyazeva A., Kryukova O. Modeling of multiphase composite synthesis on substrate taking into account the staging of chemical reactions // Applied Solid State Chemistry. 2019. Vol. 4, No. 1. P. 9–24.

30. Bakinovskiy A. A., Knyazeva A. G., Krinitcyn M. G., Kryukova O. N., Pobol I. L., Fedorov V. V., Jarosław Rajczyk. Ni-Al coating synthesis on the steel substrate controlled by electron beam heating // SHS. 2019. No. 4.

31. Kryukova Olga, and Knyazeva A. G. Electron beam melting composite powder of the system Ti-Al-C // AIP Conference Proceedings. 2019. Vol. 2125. P. 030051.

32. Knyazeva A., Kryukova O. Modeling Ti-Al-C-composite synthesis on a substrate under control of electron beam // Crystal growth. 2019 (in press).

33. Oliveira J. P., Santos T. G., Miranda R. M. Revisiting fundamental welding concepts to improve additive manufacturing: From theory to practice // Progress in material science. 2010. Vol. 107. P. 100590.

УДК 662.7

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТОПЛИВНЫХ ГРАНУЛ ИЗ ТОРФА

Д. Н. Коринчук

Институт технической теплофизики НАН Украины, г Киев, Украина

Актуальность. Торф в качестве топлива является сложным объектом для энергетического использования. Неоднородный гранулометрический состав, колебания влажности, калорийности приводят к снижению эффективности сжигания данного топлива в котлах. Регулярная наладка и оптимизация режимов работы котельного оборудования требуют высокой квалификации обслуживающего персонала. Более простой путь повысить эффективность энергетического использования торфа – нормализация его по гранулометрическому составу и влажности – обеспечит снижение эксплуатационных затрат и высокую эффективность работы оборудования [1].

Повысить качественные показатели топлива, привести их к единым стандартным показателям позволяют технологии гранулирования. В основе механизма гранулирования лежат вызванные давлением и деформацией физико-химические молекулярные взаимодействия в многокомпонентной системе взаимосвязанных биополимеров, заключенных в капиллярно-пористую коллоидную структуру биомассы торфа. Прочность возникших межмолекулярных связей в гранулированном топливе может отражаться на кинетических параметрах его термического разложения. Исследование влияния давления прессования на кинетические характеристики термического разложения торфа позволит расширить понимание механизмов гранулообразования биополимеров [2, 3].

Целью данной работы является с использованием модели неизотермической кинетики Бройдо [4] определение кинетических параметров десорбции физически связанной влаги и активационных процессов неизотермического разложения торфяного топлива в зависимости от давления прессования.

Устройство для получения гранул представляет собой разборную матрицу и пуансон для прессования сырья в гранулы диаметром 8 мм (рис. 1). Высота гранулы зависела от объема исходной смеси. Внутри гранулы формировалось отверстие для размещения в тигле и плотного контакта материла гранулы и термопары дериватографа. Прессование производилось при температуре сырья 25 °С.



Рис. 1. Оснастка для изготовления образцов гранул

Перед термическими исследованиями только негранулированное топливо подвергалось размолу. Характеристики топлива и параметры давления прессования представлены в табл. 1.

Таблица 1

Характеристики исследуемых образцов торфа

Номер образца	Давление прессования, МПа	Плотность аналитической пробы, кг/м^3	Влажность аналитическая, %	Зольность аналитическая на сухую массу, %	Низшая теплота сгорания на аналитическую массу, МДж/кг
1	0	450 (насыпной вес)	12	14,5	16,2
2	80	990			
3	120	1150			

Термические исследования торфа и композиционных топлив проводили на синхронно-термическом дериватографе Q-1000 (Paulik Erdey) в диапазоне температур 20–1000 °С при скорости нагрева 7,4 К/мин. Атмосферой служила неподвижная воздушная среда. В качестве инертного вещества в тигле сравнения использовали оксид алюминия. Коррекцию шкалы температур осуществляли по температуре перехода 573 К кварца с α- в β-форму.

Анализ кинетики термодеструкции образцов проводили на основании термогравиметрических данных в температурном диапазоне до 500 °С. В качестве критерия оценки участия отдельных полимеров в гранулообразовании принималось значение энергии активации удаления влаги и термоокислительной деструкции. Энергия активации термоокислительной деструкции – избыток энергии, необходимый для разрушения химических связей, образующих основную цепь полимера под воздействием тепла и кислорода воздушной среды. Кривые термогравиметрии позволяют определить энергию активации термоокислительной деструкции, которую рассчитывали с использованием модели Бройдо, применяемой к пиролизу целлюлозы и основанной на двойном логарифмировании. Этот метод расчета в настоящее время широко используется для изучения зависимости механических свойств полимеров от их химического состава и строения [5].

Результаты исследования и обсуждение. В интервале температур разложения исследуемых образцов от 25 до 500 °С по термогравиметрическим кривым были построены зависимости степени конверсии от температуры в координатах $\ln(-\ln(1-\alpha))$; $1000/T$. Полученные графические зависимости для торфяного топлива (рис. 2) проанализированы на предмет наявности линейных участков соответствующих убыли массы образцов. Фрагменты графиков в области a соответствуют периоду десорбции физически связанной влаги из микро- и макропор, фрагменты графиков в области b – периоду преимущественно термодеструкции гемицеллюлоз. Температурному диапазону выше 300 °С соответствует разложение гуминовых и фолиевых кислот а также остатков лигнина и целюлозы неразложившейся биомассы торфа.

В интервале температур 130–230 °С наблюдался процесс дегидратации образцов с разложением легколетучих элементов. Этот процесс активно протекает в торфе, что обусловлено повышенным содержанием низкомолекулярных фракций органических веществ, из которой происходит выведение химически связанной. Как видно из рис. 2, для торфа процесс разложения протекает в этом диапазоне температур существенно нелинейно, что говорит о наличии одновременно протекающего большого количества реакций с порядком, превышающим единицу. Идентифицировать влияние режима гранулообразования на кинетические параметры термодеструкции возможно в периодах десорбции влаги (область a) и первичного разложения торфа (область b), т. е. разложения гемицеллюлоз. На рис. 2 эти участки достаточно точно аппроксимируются линейными зависимостями, что говорит о порядке суммарных реакций, протекающих в образцах $n \leq 1$.

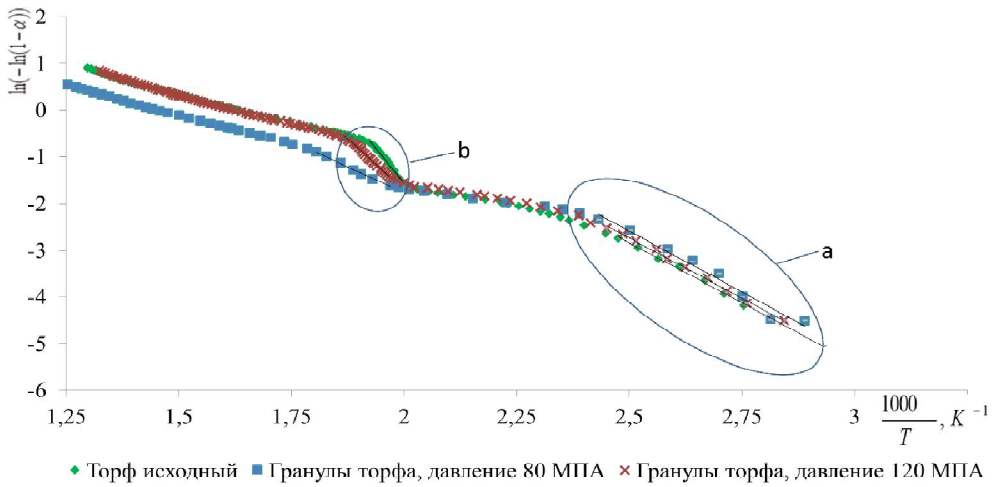


Рис. 2. Графические результаты анализа неизотермического разложения торфа в исходном и гранулированном состоянии: a – период преимущественно десорбции влаги; b – период неизотермического разложение гемицеллюлоз

Уравнения регрессии и рассчитанные по ним величины энергии активации для участка преимущественной десорбции влаги представлены в табл. 2. Значение энергии активации в первом периоде для торфа находится в диапазоне 42,5–43,5 кДж/моль. Прослеживается четкая закономерность между увеличением давления прессования, приростом плотности материала и увеличением энергии активации термического разложения в первом периоде. Значение энергии активации для прессованного топлива превышает значение для исходного негранулированного сырья на 1–2%, где большее значение соответствует давлению прессования 120 МПа.

При дальнейшем повышении температуры до 175–305 °С наблюдался период термодеструкции, сопровождающийся большей потерей массы, соответствующей преимущественно разложению наименее термостойкой низкокалорийной составляющей торфа – гемицеллюлозы.

Таблица 2

Кинетические характеристики первого периода разложения торфа

Номер образца	P, МПа,	$T_{инт}/T_{ext}$, °С	α	Апоксимирующая зависимость (R = 0,99)	ln$A$, $с^{-1}$	E, Дж/моль
1	0	28–175/(112)	0–0,125	$-6{,}32 \cdot x + 13{,}2$	8,7	42 500
2	80	28–183/(109)	0–0,13	$-6{,}71 \cdot x + 14{,}3$	8,9	43 200
3	120	28–180/(126)	0–0,13	$-6{,}91 \cdot x + 15$	9,1	43 500

Для линейного участка преимущественного разложения гемицеллюлоз исследуемых образцов также определены аппроксимирующие уравнения и рассчитаны значения кинетических параметров (табл. 3). Как и в первом периоде сохраняется закономерность между увеличением давления прессования, приростом плотности материала и увеличением энергии активации термического разложения. Значение энергии активации для измельченного торфа составляет 36,9 кДж/моль. И повышается для гранул с увеличением давления прессования в 2–2,6 раза до 73–98,1 кДж/моль, где большее значение соответствует давлению прессования 120 МПа.

Таблица 3

Кинетические характеристики второго этапа разложения торфа

Номер образца	P, МПа,	$T_{инт}/T_{ext}$, °С	α	Апоксимирующая зависимость	ln$A$, $с^{-1}$	E, Дж/моль
1	0	175–305/(254)	0,125–0,38	$-4{,}4 \cdot x + 7{,}12$ (R = 0,99)	4,9	36 900
2	80	180–279/(246)	0,13–0,39	$-8{,}78 \cdot x + 15{,}86$ (R = 0,98)	14,4	73 000
3	120	180–265/(250)	0,13–0,40	$-11{,}8 \cdot x + 22$ (R = 0,99)	20,9	98 100

Термическое разложение образцов при температурах выше 305 °С соответствует преимущественно разложению лигниновой и гуминовой составляющей. Отклонение значений энергии активации для этой области не превышают 0,5%. Соответственно в процессе гранулообразования количество молекулярных связей с участием лигниновой и гуминовой составляющей незначтельно, а, соответственно, не имеет определяющего значения при гранулообразовани в данных условиях.

Исходя из того, что процесс термического разложения представляет собой разрыв физико-химических связей с последующим весьма быстрым образованием конечных продуктов разложения, высокие значения энергии активации можно объяснить частичной сшивкой макромолекул биополимерного комплекса гемицеллюлоз, входящих в состав торфа. Данное заключение об увеличении числа сшивок и повышении прочности молекулярных связей при прессовании хорошо согласуются с положениями молекулярной теории брикетирования, указанными выше и свидетельствует об участии гемицелюлоз в процессах гранулообразования при низкотемпературном прессовании. Также увеличение значений энергии активации в области десорбции влаги может свидетельствовать об участии молекул воды в процессе сшивки макромолекул торфа. Данное явление как указывалось ранее, также предполагала теория брикетирования.

Предложенный метод анализа может быть использован для обоснования режимов прессования топлив, а также для выявления компонентов сырья учавствующих в гранулообразовании [3].

Обозначения

P – давление, МПа; $T_{инт}$ – температурный интервал разложения, °С; T_{ext} – определяющая температура, °С; α – степень конверсии топлива; R – коэффициент корреляции; ln$A$ – предэкспоненциальный множитель, $с^{-1}$; E – энергия активации, Дж/моль.

Литература

1. Снежкін Ю. Ф., Корінчук Д. М., Безгин М. М. Дослідження режимів термообробки біомаси та торфу у виробництві композиційного біопалива // Промислова теплотехніка. 2017. Т. 39, № 1. С. 53–57.

2. Коринчук Д. Н. Неизотермический анализ компонентов композиционных топлив на основе торфа и биомассы// Енергетика і автоматика. 2018. № 1. С. 56–71.

3. Коринчук Д. Н, Коринчук К. А. Неизотермический анализ топливных гранул из древесины сосны // Науковий вісник НУБіП України. Серія: Техніка та енергетика АПК. 2018. № 283. С. 143–161.

4. Broido A. A simple, sensitive graphical method of treating thermogravimetric analysis data // J. of Polymer Science Part B: Polymer Physics. 1969. Vol. 7, No. 10. P. 1761–1773.

5. Утгоф С. С. Идентификация химических и механических изменений в уплотненной термомеханическим способом древесине ольхи // Труды БГТУ. Серия 4: Химия, технология органических веществ и биотехнология. 2014. № 4 (168). С. 124–129.

УДК 538.953;536.24;66.096.5-932.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ РЕАКТОРА С ПСЕВДООЖИЖЕННЫМ СЛОЕМ АГЛОМЕРАТОВ НАНОТРУБОК И ЭНДОТЕРМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИЯМИ

А. И. Малиновский, Д. В. Сенькевич, О. С. Рабинович

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
a_malin@hmti.ac.by

Предметом исследования является реактор с псевдоожиженным слоем, предназначенный для проведения гетерофазных реакций – в частности, для каталитического синтеза углеродных нанотрубок (УНТ). Особенностью псевдоожижения нанотрубок является их сильная когезия и образование агломератов размерами в десятки микрометров.

Для псевдоожиженного слоя характерны исключительно высокие коэффициенты межфазного теплообмена и высокая однородность температуры в пределах слоя за счет активного перемешивания частиц. Однако существуют случаи, когда представление о псевдоожиженном слое, как об однородном по температуре, оказывается слишком грубым приближением. Таким примером является протекание эндотермической реакции каталитического разложения пропан-бутановой смеси с образованием углеродных нанотрубок. Мы рассмотрели практически значимый случай – модель реактора с псевдоожиженным слоем из агломератов УНТ с характерным размером агломератов 50 мкм, их высокой когезией, высоким коэффициентом черноты и низкой теплопроводностью. Внешний подвод тепла осуществляется с боковых стенок излучением. Псевдоожиженный слой агломератов УНТ и небольшого количества час-

тиц катализатора (около 10мас.% в начале синтеза и менее 5% при его окончании) продувается смесью пропана и бутана, разбавленной азотом; предпочтительная температура синтеза УНТ составляет 920 К.

Для численного моделирования процесса синтеза УНТ в реакторе использовалась простейшая модель кинетики с одностадийной реакцией полного пиролиза, в допущении, что продуктом реакции являются только УНТ и водород [1]. Температурная зависимость удельной скорости реакции на основе экспериментальных данных имеет плато и аппроксимировалась функцией

$$C(T) = \frac{1}{2} th\left(\frac{T-900}{50}\right) + \frac{1}{2}. \quad (1)$$

Энтальпия образования из смеси пропана и бутана составляла при температурах реактора –150 КДж/моль углерода (реакция эндотермическая). Основным механизмом регуляции скорости реакции является изменение локального значения температуры. В соответствии с этим, задача расчета концентрации сопрягалась с тепловой задачей через объемные источники тепла и температурную зависимость скорости реакции.

Механизмов теплообмена в псевдоожиженном слое несколько – кроме переноса при механическом движении частиц и газа имеют место также теплопроводность по твердому материалу и теплообмен излучением между частицами. Тепловая задача решалась с помощью сопряженного численного расчета в пакете CFDEMcoupling [2], использующим метод дискретных элементов для процессов в твердой фазе и метод конечных объемов для описания газовой. У такого подхода есть проблема – вычислительные мощности недостаточны для расчета частиц в масштабе 1:1, ведь в типичном лабораторном реакторе содержится от 10^9 частиц. Поэтому мы применили согласованное масштабирование размеров частиц и теплофизических параметров материалов для обеспечения выполнимости расчетов с меньшим числом частиц при сохранении стационарного распределения полей температуры и концентраций в реакторе. Схема масштабирования механических параметров использована из [3].

Масштабирование проводится путем увеличения размера частиц в K раз так, чтобы в расчетной области находилось $2\cdot10^5$ частиц (это значение выбрано как обеспечивающая минимально приемлемую скорость расчетов). Реактор имеет размеры 60 мм в диаметре, неподвижный слой имеет высоту 100 мм. При таком способе масштабирования $K = 24$. Для обеспечения гидродинамического подобия модели и реального процесса псевдоожижения требуется сохранение параметров, характеризующих механическое поведение системы: числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = \rho r U/\mu$ и числа Архимеда $\mathrm{Ar} = \rho r^3(\rho_s - \rho)/\mu_s$. Если оставить плотность частиц реальной, то для выполнения этих условий достаточно, чтобы плотность и вязкость модельного газа подчинялись следующим соотношениям:

$$\rho_M = K\rho, \quad (2)$$

$$\mu_M = K^2\mu. \quad (3)$$

Для обеспечения теплового подобия необходимо обеспечить неизменность тепловых потоков (кондуктивного, конвективного и радиационного), а также объемной плотности тепловых химических источников. Последнее достигается калибровкой объемного коэффициента скорости реакции, для чего мы располагаем экспериментальными данными по молярной доле водорода на выходе из слоя известной толщины h.

Ввиду (2) и неизменности объемного расхода газа, удельная теплоемкость модельного газа $c_M = c/K$ обеспечит сохранение объемной теплоемкости газа и, как следствие, конвективного теплового потока. Для сохранения теплового потока, передаваемого излучением между частицами, коэффициент черноты был уменьшен в K раз.

Потребуем также сохранения удельной (на единицу объема) мощности межфазного теплообмена в слое. Для этого величина удельного коэффициента теплообмена была увеличена в K раз: $\alpha_M = K\alpha$. Также в K раз был уменьшен коэффициент черноты для соответствия теплового потока, передаваемого излучением.

Моделирование осуществлялось путем итеративного сопряжения отдельных расчетов: трехмерного расчета для механического движения и тепловой задачи в дискретной фазе и газе; и одномерного расчета концентрации в газовой фазе, в котором использовалось среднее значение концентрации углеводорода по горизонтальному сечению реактора.

Находилось стационарное решение для температуры слоя и концентрации газа. В этом приближении считаем, что свойства дискретной фазы соответствуют режиму работы реактора со стационарным распределением концентраций и температуры.

Расчеты показали, что благодаря эффективному межфазному теплообмену локальные температуры газа и частиц практически одинаковы (отличие не более 5 %). Распределение по высоте средней по сечению температуры приведено на рис. 1. Виден участок начального прогрева толщиной до 10 мм внизу слоя, где поступает холодный газ и интенсивно проходит эндотермическая реакция; и постепенный прогрев слоя от 750 до 900 К в остальной его части. Отметим, что именно средняя по сечению температура использовалась при решении одномерной задачи для переноса концентрации. Визуализация распределения расчётной температуры в объеме слоя (рис. 2) позволяет увидеть, что небольшой перепад температуры наблюдается и в радиальном направлении. Он, в основном, обусловлен переносом тепла крупномасштабными вихреобразными потоками частиц слоя.

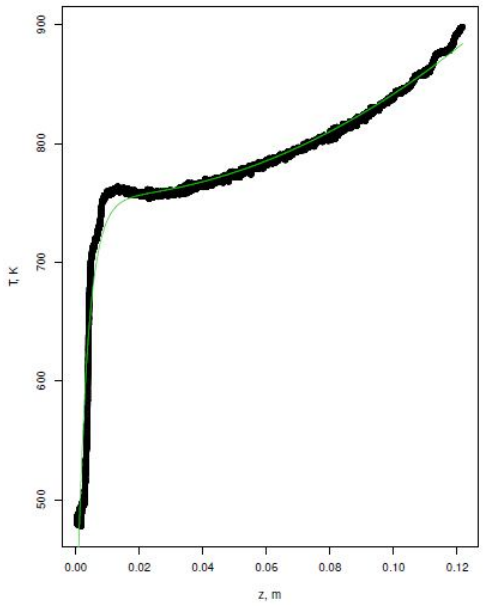


Рис. 1. График распределения средней по сечению температуры слоя вдоль вертикальной координаты

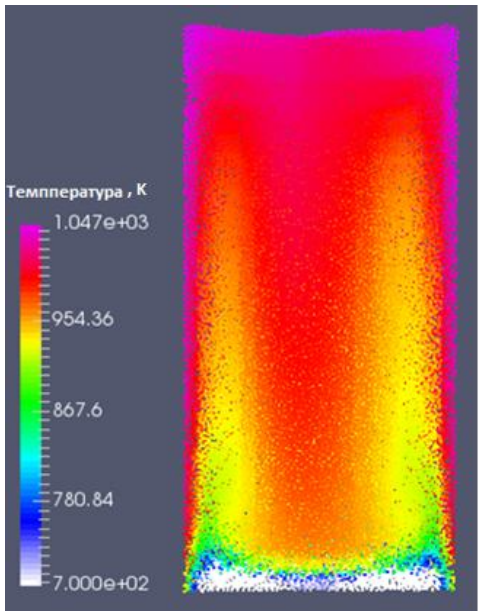


Рис. 2 Распределение температуры частиц слоя в осевом сечении

Как видно на рис. 3, в среднем частицы поднимаются вверх возле боковых стенок реактора и опускаются вниз в центральной области. Такое поведение в целом характерно для псевдоожиженного слоя и обусловлено небольшим уменьшением плотности упаковки частиц возле границ слоя. В результате этого центральная часть оказывается хорошо прогрета опускающимися частицами из самой горячей области слоя; также хорошо прогреты и частицы возле боковой границы благодаря внешнему теплоподводу.

Наши расчеты позволяют заключить, что преобладающий механизм теплопереноса в данной конфигурации слоя – это перенос тепла при механическом движении частиц в крупномасштабных вихрях. При этом крупномасштабные течения носят упорядоченный характер

и направлены вниз в центральной зоне, что обеспечивает существенный прогрев центральной области внизу слоя. В результате наиболее холодный участок сечения находится на расстоянии 2/3 радиуса от оси в нижней части слоя.

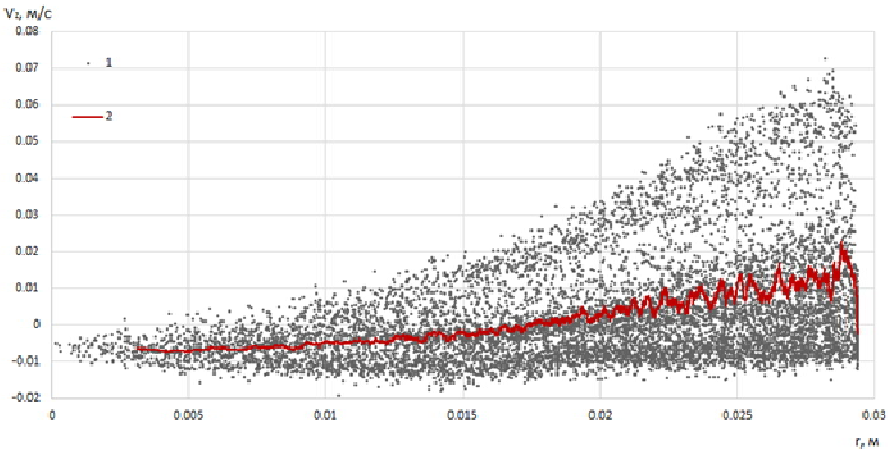


Рис. 3. График радиального распределения вертикальной составляющей скорости частиц псевдоожиженного слоя агломератов УНТ: 1 – данные отдельных частиц, 2 – скользящее среднее значение

Наблюдаемый перепад температур в слое за исключением самой нижней области прогрева может показаться незначительным. Наблюдаемое распределение температур, к примеру, не оказывает существенного влияния на общую степень конверсии газовых компонентов и существенно не меняет скорость реакции. Но для синтеза УНТ перепады температур в слое (рис. 2) приводят к изменению свойств получаемых в разных частях реактора нанотрубок. Показано [4], что при изменении температуры проведения реакции на 50–100 К изменяется количество стенок, расстояние между ними и т. д.

На основании рассмотренных в работе подходов и полученных результатов можно предложить применить неоднородный по высоте внешний теплоподвод, чтобы температура слоя была распределена более равномерно.

Литература

1. Rabinovich O. S., Borodulya V. A., Blinova A. N., Kuznetsov V. L., Delidovich A. I., Krasnikov D. V. Simulation of transient processes of the catalytic synthesis of carbon nanotubes in a fluidized bed // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. 2014. Vol. 48, No. 1. P. 1–12.

2. CFDEM®project [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://www.cfdem.com. – Дата доступа 31.05.19.

3. Zhihong Liu, Toshiyuki Suda, Takuya Tsuji, Toshitsugu Tanaka. Use of Similarities in CFD-DEM Simulation of Fluidized Bed // Engineering Conf. Intern. ECI Digital Archives: Materials of the 14th Intern. Conf. on Fluidization – From Fundamentals to Products. Japan, 26–31 May 2013.

4. Rabinovich O., Tsytsenka (Blinova) A., Kuznetsov V., Moseenkov S., Krasnikov D. A model for catalytic synthesis of carbon nanotubes in a fluidized-bed reactor: Effect of reaction heat // Chem. Eng. J. 2017. Vol. 329, No. 1. P. 305–311.

УДК 536.2.08

МОДЕЛИ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ КОМПОЗИЦИОННЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРОВ

А. В. Никитин[1], А. В. Белко[1], Н. Н. Бабарика[1], А. Ю Аксенова[1], С. М. Данилова-Третьяк[2], Л. Е. Евсеева[2], К. В. Николаева[2]

[1]Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, г. Гродно, Республика Беларусь
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Композиционные системы (КС) на основе полимеров находят широкое применение, поскольку способы формирования матрицы и инкапсуляция в нее наполнителя достаточно технологичны. Основная задача при конструировании КС заключается в обеспечении заданных физических свойств. В целом КС, являясь неоднородной, требует определения условий возможности рассматривать ее как квазиоднородную [1].

На основе компьютерной модели теплопроводности КС и экспериментальных данных эффективной теплопроводности композитов на основе полиэтилена и полиамида с наполнителем из частиц карбида различной дисперсности [2] рассмотрено влияние различных факторов на эффективную теплопроводность КС. В модели использован метод стационарного теплового потока, конечно-разностная задача решалась методом релаксаций.

Рассматривается элементарная ячейка КС. Факторы, определяющие теплопроводность КС: теплопроводность матрицы, теплопроводность наполнителя, модифицирование приграничных слоев, кластеризация наполнителя, межфазное тепловое сопротивление, сопротивление контакта частиц наполнителя. Структура элементарной ячейки моделируется на квадратной решетке. Распределения наполнителя в матрице элементарной ячейки можно ограничить некоторым количеством интуитивно понятных вариантов (рис. 1).

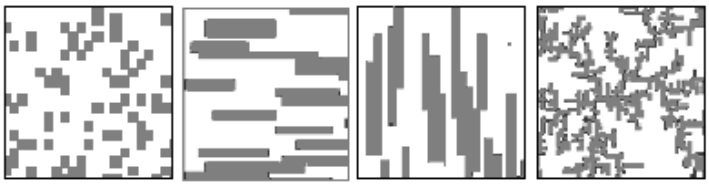


Рис. 1. Варианты распределения частиц в элементарной ячейке: 1 – случайное, 2 – продольно ориентированные волокна, 3 – поперечноориентированные волокна, 4 – фрактальный кластер

Рассмотрение распределения частиц в виде стохастических фрактальных кластеров обусловлено широким распространением таких структур в природе и физических процессах [3]. Появляется возможность количественного описания структуры с помощью такого параметра, как фрактальная размерность. Модельные фрактальные кластеры могут генерироваться различными методами. В нашей работе использован метод агрегации ограниченной диффузией (DLA – diffusion limited aggregation) [3].

Рассмотрим наиболее важные факторы, влияющие на эффективную теплопроводность КС. Теплопроводность аморфных полимеров (матрица) определяется ковалентной связью между атомами в цепи (высокая теплопроводность) и ван-дер-Ваальсовым взаимодействием между цепями (низкая теплопроводность). Поскольку конфигурация цепей имеет стохастический характер, влияние ван-дер-Ваальсова взаимодействия является определяющим для теплопроводности [4]. Теплопроводность ван-дер-Ваальсовой связи с использованием по-

тенциала Леннард–Джонса для политетрафторэтилена была рассчитана в работе [5]. Диапазон коэффициента теплопроводности для различных межатомных расстояний составил от 0.35 до 0.21 Вт/(м·К). В этом диапазоне находятся и наши экспериментальные данные. Фактическое увеличение средней теплопроводности КС означает, что для аморфных полимеров в зоне модифицирования в большей или меньшей степени начинает проявляться теплопроводность ковалентной связи. Учитывая, что величина и диапазон ван-дер-Ваальсовой теплопроводности небольшие, модифицирование приграничного слоя с точки зрения увеличения теплопроводности не является определяющим фактором.

Известно, что даже при идеальном контакте разнородных кристаллов имеет место скачок температуры на их поверхностях [6]. Это связано с тепловым сопротивлением в зоне контакта. Непосредственно размер межфазной области и ее контактное сопротивление определить сложно [6, 7]. В работе [4] приводится порядок этой величины для межфазной границы SiC-Al: $1{,}46\cdot10^{-8}$ м^2·К/Вт. Механизмы переноса энергии при этом фононный и электронный. В нашем случае преобладающий механизм обмена – это фонон-фононное взаимодействие. Тем не менее, воспользуемся этими данными для оценки эффективной теплопроводности в межфазной области. Если толщину межфазной границы принять в диапазоне от 10 до 100 нм, то эквивалентный коэффициент теплопроводности межфазной границы приблизительно будет в диапазоне от 0.6 до 6 Вт/(м·К). Таким образом, термическое сопротивление фазового контакта также не является определяющим при определении эффективной теплопроводности композита в целом.

Однако при малых массовых концентрациях наполнителя большинство частиц контактирует с матрицей. В этом случае изменение теплопроводности матрицы обусловлено модифицирующим действием наполнителя. При малых концентрациях наполнителя (пока не образуются кластеры) эффективная теплопроводность полностью определяется свойствами матрицы. Модификатор воздействует на матрицу через активную поверхность. Это значит, что эффект воздействия пропорционален межфазной площади контакта наполнителя и матрицы F_{ph}. Фактически при малых концентрациях отношение эффективной теплопроводности к теплопроводности матрицы $K = \lambda_{eff}/\lambda_1$ является характеристикой модификатора.

Оценим влияние кластеризации на эффективный коэффициент теплопроводности КС. На рис. 2 представлены расчетные данные зависимости F_{ph} и $K_c = F_{ph}/F_f$ от массовой концентрации наполнителя ρ_2. С увеличением концентрации частиц их суммарная поверхность увеличивается. С увеличением концентрации частиц увеличивается и вероятность образования кластеров (рис. 2), при этом зона контакта наполнителя с матрицей, начиная с некоторой концентрации должна уменьшаться. Резкий рост эффективной теплопроводности после концентрации ρ_2.= 20% связан с образованием кластеров.

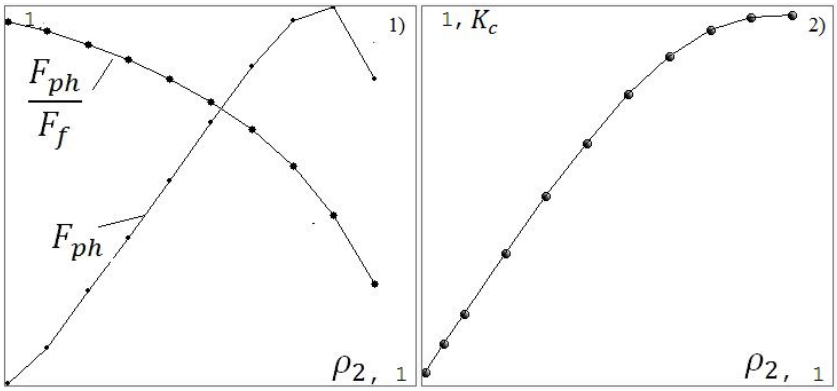


Рис. 2. Расчетные зависимости. 1 – F_{ph} и F_{ph}/F_f от массовой концентрации наполнителя ρ_2. Величина F_{ph} нормирована относительно значения межфазной поверхности при ρ_2.= 80%, 2 – коэффициент кластеризации K_c

Эта тенденция сохраняется и для массовых концентраций вплоть до 70%. Массовые концентрации 60–70% соответствуют объемным концентрациям в пределах 0,3–0,4%. Эти объемные концентрации близки по значению к порогу перколяции для трехмерных объектов, когда случайное распределение частиц формирует перколяционный кластер на бесконечной решетке. На конечных объектах это правило выполняется нестрого. После порога перколяции эффективная теплопроводность зависит только от свойств наполнителя.

Анализ эффективной теплопроводности КС, полученной в результате натурного и вычислительного экспериментов в виде важных факторов, влияющих на эффективную теплопроводность КС представлен в таблице.

Значимые факторы, определяющие эффективную теплопроводность

Фактор	$\rho_2 = 0{,}5\%$	$\rho_2 = 20\%$	$\rho_2 = 60\%$
Теплопроводность матрицы	+	+	–
Теплопроводность наполнителя	–	+	+
Модифицирование	+	–	–
Кластеризация наполнителя	–	+	+
Межфазное сопротивление	+	–	–
Сопротивление контакта частиц наполнителя	–	+	+

Рассмотренные выше кластеры образовывались естественным путем в результате случайного распределения наполнителя в матрице. Рассмотрим структуры распределения наполнителя, связанные с превентивным их образованием. На рис. 3 приведены результаты численных расчетов эффективной теплопроводности для различных вариантов распределения частиц наполнителя при одинаковых прочих условиях. Наиболее выгодное расположение частиц – ориентация по потоку и фрактальная структура распределения наполнителя. Фрактальная размерность при выбранных концентрациях наполнителя находилась в диапазоне от 1,62 до 2,75.

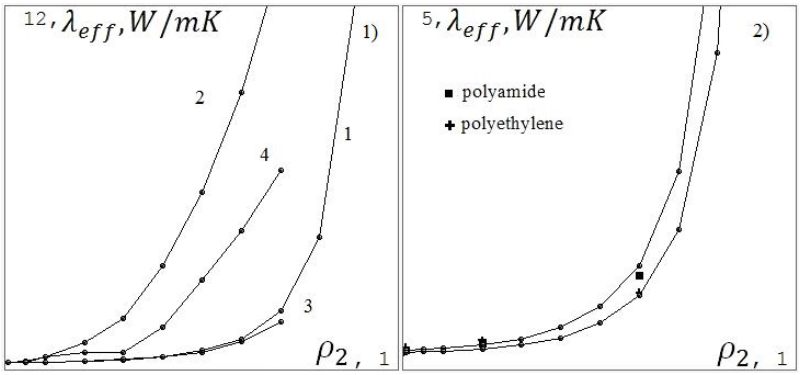


Рис. 3. Расчетные зависимости (1) эффективного коэффициента КС “полиэтилен–карбамид кремния” при температуре t = 25 °С и размере частиц наполнителя 50–60 мк для различных структур распределения наполнителя: 1 – случайное, 2 – продольное, 3 – поперечное, 4 – фрактальное; расчетные и экспериментальные данные (2) КС “полиэтилен–карбид кремния” и “полиамид 6 – карбид кремния” при температуре t = 25 °С и размере частиц наполнителя 50–60 мк

При малой концентрации (0,5%) наполнение ПА крупными частицами в меньшей степени повышает теплопроводность композита. Скорее всего, это связано с тем, что при малой концентрации наполнителя мелких частиц оказывается больше, чем крупных, и они оказывают большее влияние на структурообразование в композите и уплотнение материала. При концентрации наполнителя 20% наблюдается та же картина. При высокой концентрации

(60%) наполнение мелкими частицами, наоборот, снижает теплопроводность на 33% при комнатной температуре. При этой концентрации формируются кластеры и для мелких частиц, площадь поверхностей раздела наполнитель–наполнитель также намного больше, чем для крупных частиц. При этом увеличивается термическое сопротивление за счет рассеяния фононов на границах раздела, и, следовательно, уменьшается теплоперенос. Крупные же частицы при высокой концентрации начинают выстраиваться в перколяционные цепочки с меньшим количеством границ раздела компонентов, приводя тем самым к резкому повышению теплопроводности.

При малых концентрациях наполнителя (пока не образуются кластеры) эффективная теплопроводность полностью определяется свойствами матрицы. Фактически при малых концентрациях отношение эффективной теплопроводности КС к теплопроводности матрицы является характеристикой модификатора. Определены концентрации наполнителя, при которых факторы, влияющие на эффективную теплопроводность (теплопроводность матрицы, теплопроводность наполнителя, модифицирование, кластеризация наполнителя, межфазное сопротивление, сопротивление контакта частиц наполнителя) являются значимыми.

Обозначения

λ_1, λ_2 –коэффициенты теплопроводности матрицы и наполнителя соответственно, Вт/(м·К); ρ_2 – массовая концентрация наполнителя в матрице, %; λ_{eff} – эффективный коэффициент теплопроводности элементарной ячейки КС, Вт/(м·К); F_{ph}, F_f – поверхность кластеров частиц наполнителя и полная поверхность частиц наполнителя, м^2; $K = \lambda_{eff}/\lambda_1$ – относительный эффективный коэффициент теплопроводности элементарной ячейки КС; $K_c = N_c/N$; N_c и N – число частиц наполнителя в кластерах и всего частиц в элементарной ячейке.

Литература

1. Спирин Г. Г., Ненароков Н. Ю., Лещинский К. Н. Теплопроводность и критерий квазиоднородности дисперстных материалов // ИФЖ. 1998. Т. 71, № 3. С. 441–446.

2. Nikitin A. V. [et. al]. Experiment and simulation of the effective thermal conductivity of composite systems based on polymers // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Сер 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2019. Vol. 9, No. 3. P. 94–103.

3. Смирнов Б. М. Фрактальные кластеры // УФН. 1986. Т. 149, вып. 2. С. 177–217.

4. Kochetov R. [et al]. Modelling of the thermal conductivity in polymer nanocomposites and the impact of the interface between filler and matrix // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. Vol. 44. P. 395–401.

5. Абызов А. М., Кидалов С. В., Шахов Ф. М. Термическое сопротивление границы раздела фаз композита алмаз-медь с высокой теплопроводностью // Физика твердого тела. 2012. Т. 54. вып. 1.

6. Месснянкин С. Ю., викулов А. Г., Викулов Д. Г. Современный взгляд на проблемы теплового контактирования твердых тел // УФН. 2009. Т. 179, № 9. С. 945–970.

7. Бачурина А. Ю., Белко А. В., Никитин А. В. Модель межмолекулярной теплопроводности амофной фазы полимера // Веснік ГрДУ імя Янкі Купалы. Сер 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. 2016. Т.6, № 1. С. 105–111.

УДК 621.365.29

ЭЛЕКТРОДУГОВОЙ СИНТЕЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ КАРБИДОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

А. Я. Пак, Г. Я. Мамонтов, Ю. З. Васильева

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Некоторые области современной науки и техники зависят от развития новых материалов с выдающимися свойствами, такими как, способность к работе в условиях ультравысоких температур. К подобным материалам принято причислять карбиды, нитриды, бориды переходных металлов с температурой плавления выше 3300 К. Относительно недавно, в течение последних приблизительно 5 лет, были получены первые образцы новых материалов, так называемых высокоэнтропийных карбидов (high entropy carbides, HECs) [1]. Обычно, это материалы, содержащие 4-5 и более металлов в эквимолярном соотношении и углерод, образующие, как правило, кубическую кристаллическую решетку типа NaCl. В настоящее время активно ведутся экспериментальные попытки получения материалов такого типа, а также моделируются различного состава системы на основе титана, циркония, гафния, ниобия, тантала, вольфрама, молибдена [2, 3]; определяется возможность получения таких материалов из обозначенных выше металлов, их оксидов и прочих соединений [4]. Очевидно, что число возможных сочетаний комбинаций по 4 или по 5 элементов из обозначенных выше 7 переходных металлов (обсуждаемых в литературе в пределах обозначенной темы) указывает на десятки возможных новых материалов. Сегодня типичным подходом для получения HECs является консолидация порошков карбидов переходных металлов IV, V групп методом искрового плазменного спекания SPS [5–7]. Однако такой подход позволяет получать только объемные керамические материалы и не позволяет получать порошки и покрытия, содержащие высокоэнтропийные карбиды. Кроме того, данный метод требует наличия уже синтезированных карбидов металлов для их последующего смешивания и спекания. В целях расширения области знаний о высокоэнтропийных карбидах представляется целесообразным рассмотрение альтернативных методов получения данных материалов. В силу возможности достижения и поддержания высоких температур, вплоть до нескольких тысяч градусов, перспективным в вопросах синтеза HECs может оказаться электродуговой метод получения порошковых материалов [8]. В настоящей работе представлены первые результаты поисковых исследований по получению кристаллических материалов в системе Ti–Zr–Hf–Nb–Ta–C в плазме дугового разряда постоянного тока.

Серия экспериментов проводилась на лабораторном электродуговом реакторе совмещенного типа. Плазма дугового разряда постоянного тока осуществляла нагрев исходных компонентов, предварительно смешанных в эквимолярном соотношении. В ходе горения дугового разряда регистрировались напряжение на электродах, ток разрядного контура. Перемножением массивов данных напряжения и тока определялась функция электрической мощности, интегрированием которой по времени определялось количество подведенной энергии к дуговому разряду в ходе рабочего цикла системы. В ходе работы установки производилось измерение температуры катода при помощи пирометра Benetech GM1850. Полученные порошковые материалы анализировались методом рентгеновской дифрактометрии (Shimadzu XRD 7000, CuKα – излучение).

На рис. 1 представлена зависимость количества выделившейся энергии в дуговом разряде от продолжительности его горения, с наложенной на нее зависимостью изменения максимальной температуры катода, изменяемой в серии из нескольких экспериментов с различной продолжительностью. Видно, что количество энергии достигает порядка ~150 кДж при

продолжительности горения разряда до ~30 с, при этом наибольшая температура катода составляет до ~1600 К. Задача определения параметров распределения поля температуры по поверхности электродов и объему плазменного факела представляется отдельной сложной научно-технической задачей. Однако по имеющимся данным можно произвести грубую оценку количества энергии, затрачиваемую на нагрев электродов, принимая во внимание тот факт, что анод имеет массу много меньше массы катода, а его температура, согласно известным данным, не ниже температуры катода. Таким образом, определено количество энергии, затрачиваемое на нагревание электродов электродугового реактора (Q, кДж) (рис. 1). Оценка проведена без учета компоненты затрат энергии на ионизацию разрядного промежутка и излучательной компоненты. Тем не менее, таким подходом определено, что, как минимум, 29 кДж подведенной энергии из 150 кДж энергии дугового разряда затрачиваются на нагревание электродов.

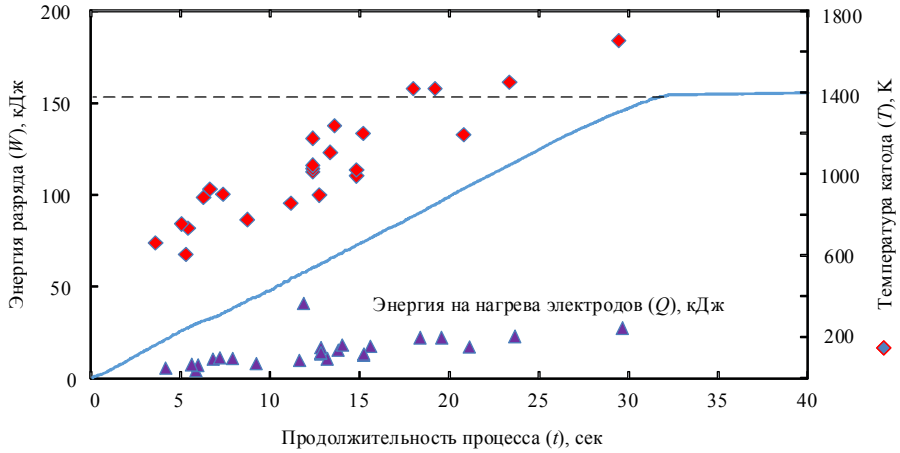


Рис. 1. Зависимости энергии разряда и температуры катода от продолжительности рабочего цикла электродугового реактора

На рис. 2 представлена типичная рентгеновская дифрактограмма продукта синтеза. Предварительно в программе PowderCell 2.4 проведено моделирование структуры и положений дифракционных максимумов известных карбидов кубической структуры по соответствующим эталонным карточкам из базы данных ICDD PDF4+ (номера которых обозначены на рис. 2). На картине рентгеновской дифракции идентифицируется наличие фазы графита, о чем свидетельствует наличие основного максимума на 2θ около 26,3 град., и менее явно выраженных на 2θ ~42,5 град., 44,4 град., 50,4 град., 54,0 град., 77,6 град. Наличие графита в рассматриваемых порошках представляется естественным в силу избытка углерода в систему ввиду известного явления электроэрозии анода с переносом его массы в продукт синтеза [9]. Наибольший интерес представляет область от 2θ ~32 град. до ~42 град., увеличенный фрагмент которой представлен на рис. 2. Видно, что дифракционные максимумы на экспериментальной линии являются суперпозицией нескольких других максимумов, но при этом положения вершин максимумов не соответствуют эталонным для фаз бинарных карбидов Ti, Zr, Hf, Nb, Ta, что может быть свидетельством образования твердых растворов карбидов этих металлов. Этот факт регулярно обсуждается мировой научной общественностью при идентификации кристаллических фаз карбидов переходных металлов, способных к образованию твердых растворов [8]. Известно, что подобные материалы могут быть как однофазные, так и многофазные [3]. Однофазным соответствует явно выраженный набор дифракционных максимумов кубической структуры типа NaCl, многофазным материалам соответствует набор дифракционных максимумов из нескольких структур типа NaCl с параметрами решетки, отличающимися от бинарных карбидов, входящих в состав смеси. Таким образом, вероятно, можно классифицировать полученный материал как смесь графита с многофазным твердым

раствором карбидов, являющийся одним из возможных вариантов высокоэнтропийных карбидов. Также, следует отметить, наличие 3 следов максимумов в диапазоне от 2θ ~28 град. до ~32 град., идентифицировать которые на данном этапе исследований не удалось; однако след 2θ ~32 град., согласно литературным данным, может быть идентифицирован в рассматриваемой системе HECs, как соответствующий незначительному содержанию оксидной составляющей [5].

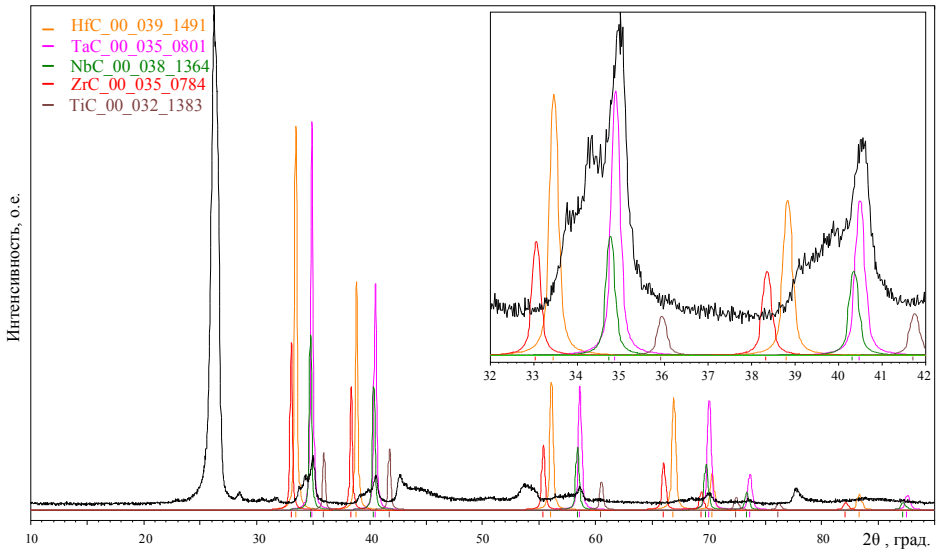


Рис. 2. Типичная картина рентгеновской дифракции

Согласно представленным выше результатам исследований можно утверждать, что был получен кристаллический материал с кубической решеткой типа NaCl, что является признаком наличия в продукте синтеза фаз HECs. Однако не удалось получить однофазную систему твердого раствора, что, вероятно, связано с отсутствием в процессе синтеза этапа длительной гомогенизации исходных компонентов в шаровой мельнице, чему в ряде работ, посвященных синтезу HECs, нередко есть отдельный раздел статьи. В будущем в рамках данной работы будет предпринята попытка синтеза HECs с предварительной продолжительной гомогенизацией исходных материалов, а также с повышением энергии дугового разряда в процессе синтеза. В рамках ближайшего аналога разрабатываемого метода можно отметить работу [8], в которой авторы при токе 120 А и напряжении на разряде до 70 В проводят обработку исходных компонентов в течение 15 с, что согласно расчету соответствует приблизительно количеству подведенной энергии до ~126 кДж, т. е. энергии близкой к энергии в проведенном нами эксперименте. В то же время, в рассматриваемом аналоге происходит многократное воздействие на образец плазмой дугового разряда; соответственно, целесообразно в рамках разрабатываемого метода рассмотреть возможность многократной обработки полученного материала. Также следует отметить, что в рассматриваемом аналоге [8] целью исследований является получение материала на основе Zr, Hf, Ta и C, поэтому представляется некорректным прямое сравнение с разрабатываемым нами методом. Однако авторы работы [8] получают твердый раствор кубических карбидов со структурой типа NaCl, поэтому следует считать энергетические параметры разрабатываемого нами метода и устройства для его реализации достаточными для реализации синтеза в первом приближении. В этой связи, представляется целесообразным в рамках поиска условий для образования кристаллических фаз HECs в рассматриваемой электродуговой системе, в первую очередь, обратить внимание на состав исходных компонентов, их гомогенность и на возможность многократной обработки плазмой дугового разряда исходных материалов.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда, грант 21-79-10030.

Литература

1. Zhoua J., Zhanga J., Zhanga F., et al. High-entropy carbide: A novel class of multicomponent ceramics // Ceram. Int. 2018. Vol. 44. P. 22014–22018.
2. Harrington T. J., Gild J., Sarker P., et al. Phase stability and mechanical properties of novel high entropy transition metal carbides // Acta Mater. 2019. Vol. 166. P. 271–280.
3. Sarker P., Harrington T., Toher C., et al. High-entropy high-hardness metal carbides discovered by entropy descriptors // Nature Commun. 2018. Vol. 9. No. 4980.
4. Wei X.F., Liu J.X., Li F., et al. High entropy carbide ceramics from different starting materials // J. Eur. Ceram. Soc. 2019. Vol. 39. P. 2989–2994.
5. Castle E., Csanadi T., Grasso S., et al. Processing and properties of high-entropy ultrahigh temperature carbides // Sci Rep. 2018. Vol. 8. No. 8609.
6. Dusza J., Svec P., Girman V., et al. Microstructure of (Hf-Ta-Zr-Nb)C high-entropy carbide at micro and nano/atomic level // J. Eur. Ceram. Soc. 2018. Vol. 38. P. 4303–4307.
7. Demirskyi D., Borodianska H., Suzuki T.S., et al. High-temperature flexural strength performance of ternary high-entropy carbide consolidated via spark plasma sintering of TaC, ZrC and NbC // Scripta Mater. 2019. Vol. 164. P. 12–16.
8. Zhang Zh., Fu Sh., Aversano F., et al. Arc melting: a novel method to prepare homogeneous solid solutions of transition metal carbides (Zr, Ta, Hf) // Ceram. Int. 2019. Vol. 45. P. 9316–9319.
9. Arora N., Sharma N. N. Arc discharge synthesis of carbon nanotubes: Comprehensive review // Diamond Relat. Mater. 2014. Vol. 50. P. 135–150.

УДК 536.21; 539.3

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА НА ДЕФОРМИРОВАНИЕ СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛОПОЛИМЕРНЫХ СИСТЕМ

Ю. М. Плескачевский[1], **Э. И. Старовойтов**[2], **Д. В. Леоненко**[2]

[1]*Белорусский национальный технический университет, г. Минск*
[2]*Белорусский государственный университет транспорта, г. Гомель*

Необходимость оценки прочностных характеристик слоистых металлополимерных конструкций, работающих в условиях температурных внешних воздействий, обуславливает потребность создания соответствующих расчетных моделей для описания их деформирования. Этой проблеме посвящен ряд публикаций. Свободные и вынужденные колебания трехслойных пластин при тепловом ударе исследовались в работах [1–4]. Термосиловому квазистатическому воздействию на трехслойные стержни, пластины и оболочки посвящены публикации [5–12]. Как правило, температурное поле в конструкции принималось однородным.

Здесь рассмотрено воздействие теплового потока на деформирование слоистых металлополимерных систем, в частности, на трехслойную пластину. Пусть в начальный момент времени на пластину с толщинами слоев h_1, h_2, $h_3 = 2c$ перпендикулярно внешней плоскости $z = c + h_1$ падает тепловой поток интенсивности q_t (рис. 1). Нижняя плоскость $z = -c - h_2$ и контур пластины $r = r_0$ предполагаются теплоизолированными.

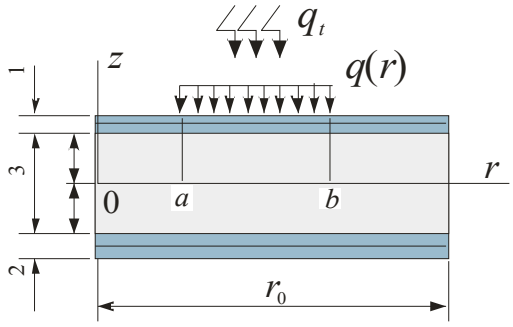


Рис. 1. Расчетная схема задачи

При указанных условиях теплообмена нестационарное одномерное температурное поле $T(z)$ в пластине описывается дифференциальным уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a_k}\frac{\partial T}{\partial t}, \tag{1}$$

при начальном и граничных условиях на внешних плоскостях пластины

$$T = 0 \text{ при } t = 0; \ \lambda_1 \frac{\partial T}{\partial z} = -q_t \text{ при } z = c + h_1, \ \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \text{ при } z = -c - h_2, \tag{2}$$

где $a_k = \lambda_k / (C_k \rho_k)$ – температуропроводность k-го слоя; λ_k, C_k – коэффициенты теплопроводности и теплоемкости; ρ_k – плотность материала (k – номер слоя).

Так как термофизические характеристики материалов в пакете изменяются по толщине разрывно, то при точной постановке задачи теплопроводности уравнение (1) необходимо решать внутри каждой однородной области (слоя) самостоятельно, задавая на склейках дополнительные условия теплообмена и равенства температур. Точное решение указанной задачи представляется проблематичным. Для ее упрощения проведена процедура осреднения коэффициентов λ_k, C_k и ρ_k по толщине пластины:

$$a = \frac{\lambda}{C}, \quad \lambda = \frac{1}{H}\sum_{k=1}^{3} \lambda_k h_k, \quad C = \frac{1}{H}\sum_{k=1}^{3} C_k h_k \rho_k, \quad H = \sum_{k=1}^{3} h_k.$$

Задача определения температурного поля в пластине в этом случае следует из (1), (2) после замены a_k на a и λ_1 на λ. Далее введем безразмерную координату $s = z/H$ и приведенное время $\tau = at/H$ (число Фурье). Проведем соответствующие изменения в уравнениях (1), (2). Для решения полученной задачи применен операционный метод, основанный на преобразовании Лапласа. Нахождение изображения функции $T^*(p)$ в этом случае сводится к решению дифференциального уравнения

$$\frac{\partial^2 T^*}{\partial s^2} - pT^* = 0 \tag{3}$$

при условиях, следующих из (3):

$$\frac{\lambda}{H}\frac{\partial T^*}{\partial s} = -\frac{q_t}{p} \text{ при } s = \frac{c + h_1}{H}; \ \frac{\partial T^*}{\partial s} = 0 \text{ при } s = -\frac{c + h_2}{H}. \tag{4}$$

Общее решение уравнения (3) с учетом условий (4) можно выписать в гиперболических функциях:

$$T^* = \frac{A(p)}{B(p)}, \quad A(p) = \frac{q_t H}{\lambda} \operatorname{ch} \sqrt{p} \left(\frac{c + h_2}{H} + s \right), \quad B(p) = p^2 \frac{\operatorname{sh} \sqrt{p}}{\sqrt{p}}. \tag{5}$$

Корнями уравнения $B(p) = 0$ являются двукратный корень $p_1 = 0$ и корни $p_{n+1} = -\pi^2 n^2$ ($n = 1, 2, ...$) уравнения

$$\frac{\operatorname{sh} \sqrt{p}}{\sqrt{p}} = \frac{\sin i\sqrt{p}}{\sqrt{p}} = 0.$$

Используя теоремы об определении оригинала функции по изображению, представленному отношениями полиномов, с учетом кратности корней, из (5) находим

$$T(p) = \frac{q_t H}{\lambda} \left\{ \lim_{p \to 0} \left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\, p} \frac{\sqrt{p} \operatorname{ch} \sqrt{p} (s + (c + h_2) / H)}{\operatorname{sh} \sqrt{p}} e^{p\tau} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \right\} \frac{\sqrt{\operatorname{ch} \sqrt{p_{n+1}} (s + (c + h_2) / H)}}{\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\, p} \left(p\sqrt{p} \operatorname{sh} \sqrt{p} \right) \right]_{p = p_{n+1}}} e^{p_{n+1}\tau}. \tag{6}$$

Применив для раскрытия неопределенностей правило Лопиталя и подставив результат в (6), получим искомую формулу для неоднородного температурного поля

$$T(s) = \frac{q_t H}{\lambda} \left\{ \tau + \frac{1}{2} (s + \frac{c + h_2}{H})^2 - \frac{1}{6} - \frac{2}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^2} \cos \left[\pi n \left(s + \frac{c + h_2}{H} \right) \right] e^{-n^2 \pi^2 \tau} \right\}. \tag{7}$$

Отметим, что при $h_1 = h_2 = 0$ выражение (7) совпадает с известным решением для однородной пластины [13].

Далее рассмотрены прогибы трехслойных пластин и стержней в температурном поле (7). Материалы несущих слоев принимались упругопластическими, заполнитель – нелинейно упругим. Для описания кинематики пакета приняты гипотезы ломаной нормали. В тонких несущих слоях справедливы гипотезы Кирхгофа. В несжимаемом по толщине относительно толстом заполнителе выполняется гипотеза о прямолинейности и несжимаемости деформированной нормали. Учтена работа заполнителя в тангенциальном направлении. Уравнения равновесия получены вариационным методом Лагранжа. Сформулированы граничные условия на торцах стержня и на контуре пластины. Решение краевой задачи сведено к нахождению трех искомых функций – прогиба, сдвига и радиального перемещения срединной плоскости заполнителя. Для этих функций получена неоднородная система обыкновенных нелинейных дифференциальных уравнений. Ее решение проведено методом упругих решений Ильюшина. Получены итерационные аналитические решения. Проведен их параметрический анализ. Численно исследовано влияние физической нелинейности материалов слоев на прогибы в пластине и стержне. Зависимость модулей упругости материалов слоев описывалась формулой Белла [14]. Для описания зависимости функций пластичности и физической нелинейности применялись формулы, предложенные в [15].

Для трехслойной пластины получено следующее аналитическое рекуррентное решение:

$$w^{(n)} = \frac{1}{b_3} \left[b_2 \left(\frac{C_2^{(n)}}{\beta} I_0(\beta r) + \int \psi_r^{(n)} \mathrm{d}\, r \right) - \int \left(\frac{a_3}{a_1} \mathrm{L}_2^{-1}(p_\omega^{(n-1)}) - \mathrm{L}_3^{-1}(q - q_\omega^{(n-1)}) \right) \mathrm{d}\, r + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{4} C_1 r^2 (\ln r - 1) + \frac{C_5^{(n)} r^2}{4} + C_6 \ln r + C_4^{(n)} \right],$$

где $I_1(\beta r)$ – *модифицированная функция Бесселя* первого порядка, L_2^{-1}, L_3^{-1} –интегральные операторы, C_n – константы интегрирования, причем, в явном виде от температуры зависит только C_5.

Для трехслойного стержня аналитическое рекуррентное выражение для прогиба будет

$$w^{(n)}(x) = \frac{1}{\alpha_2}\left[\alpha_1 \int \psi^{(n)}\, \mathrm{d}\, x - a_7\, \mathrm{L}_3^{-1}\left(p - p_\omega^{(n-1)}\right) + a_1\, \mathrm{L}_4^{-1}\left(q - q_\omega^{(n-1)}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{6} a_1 C_1^{(n)} x^3 \right] + \frac{1}{2} C_4^{(n)} x^2 + C_5^{(n)} x + C_6^{(n)}.$$

Здесь температура явным образом входит в константы интегрирования $C_4^{(n)}$.

Численные результаты получены для пластины и стержня, слои которой набраны из материалов Д16Т–фторопласт–Д16Т. Граничные условия соответствуют шарнирному опиранию контура пластины. Геометрические параметры пластины отнесены к ее радиусу r_0, стержня – к его длине l. Приняты относительные толщины слоев $h_1 = 0{,}02$; $h_2 = 0{,}06$; $h_3 = 0{,}4$.

На рис. 2 показано изменение прогиба шарнирно опертой по контуру пластины вдоль ее радиуса при различных температурах: *1*, *2* – упругие и физически нелинейные при $T_1 = 293$ K; *3*, *4* – упругие и физически нелинейные при $T_2 = 323$ K. Рис. 3 иллюстрирует прогиб трехслойного консольно закрепленного стержня. Обозначения те же, только $T_2 = 343$ K. В обоих случаях при повышенной температуре расчетный прогиб увеличивается от 6 до 13%.

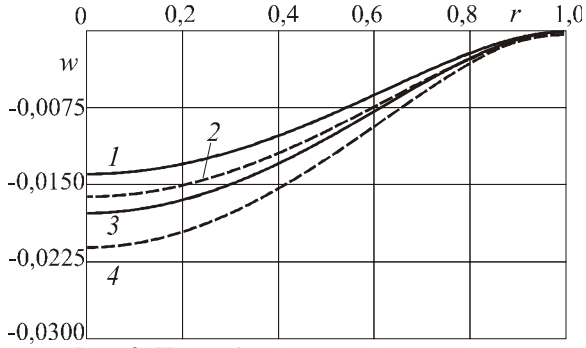


Рис. 2. Прогиб трехслойной пластины

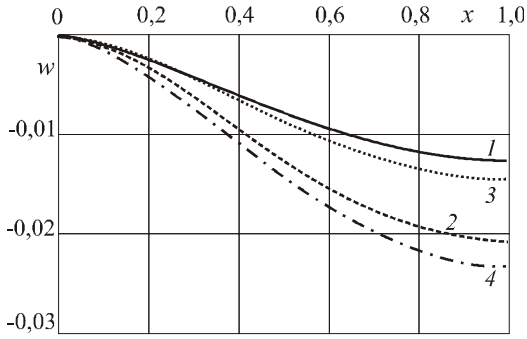


Рис. 3. Прогиб трехслойного стержня

Работа выполнена в рамках ГПНИ «Механика, металлургия диагностика в машиностроении» (задание № 1.40).

Литература

1. Белосточный Г. Н., Цветкова О. А. Динамические уравнения термоупругости композиций из ортотропных пологих оболочек и пластин с термочувствительной толщиной // Пробл. прочности элементов конструкций под действием нагрузок и рабочих сред: межвуз. науч. сб. Саратов: СГТУ. 2000. С. 98–101.

2. Старовойтов Э. И., Леоненко Д. В. Терморадиационный удар по круговой трехслойной пластине на упругом основании // Прикладная механика. 2011. Т. 47, № 5. С. 119–127.

3. Старовойтов Э. И., Леоненко Д. В., Рабинский Л. Н. Колебания элементов авиационных конструкций, возбужденные тепловым воздействием // Изв. ВУЗов. Авиационная техника. 2016. № 4. С. 25–32.

4. Kharitonov V. V., Starovoitova T. A., Starovoitov E. I. Sandwich plate under thermal impact // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 1987. Vol. 52, No. 6. P. 734–740.

5. Плескачевский Ю. М., Старовойтов Э. И., Яровая А. В. Деформирование металлополимерных систем. Минск: Беларус. навука, 2004. – 342 с.

6. Старовойтов Э. И., Журавков М. А., Леоненко Д. В. Трехслойные стержни в терморадиационных полях. Минск: Беларус. навука, 2017. – 275 с.

7. Starovoitov E. I., Pleskachevskii Yu. M., Leonenko D. V., Tarlakovskii D. V. Deformation of a step composite beam in a temperature field // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2015. Vol. 88, No. 4. P. 1023–1029.

8. Starovoitov É. I., Leonenko D. V., Tarlakovskii D. V. Thermal-force deformation of a physically nonlinear three-layer stepped rod // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2016. Vol. 89, No. 6. P. 1582–1590.

9. Starovoitov É. I., Leonenko D. V. Effect of heat flow on the stressed state of a three-layer rod // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2019. Vol. 92, No. 1. P. 60–72.

10. Starovoitov E. I., Leonenko D. V. Thermoelastic bending of a sandwich ring plate on an elastic foundation // Intern. Applied Mechanics. 2008. Vol. 44, No. 9. P. 1032–1040.

11. Старовойтов Э. И., Леоненко Д. В. Термосиловое деформирование упругих круговых трехслойных пластин // Проблемы машиностроения и автоматизации. 2018. № 2. С. 73–81.

12. Старовойтов Э. И., Леоненко Д. В. Термоупругое деформирование трехслойной круглой пластины поверхностными нагрузками различных форм // Механика машин, механизмов и материалов. 2018. Т. 42, № 1 . С. 81–88.

13. Коваленко А. Д. Термоупругость. Киев: Вища школа, 1975. – 216 с.

14. Белл Дж. Ф. Экспериментальные основы механики деформируемых тел. В 2 ч. М.: Наука, 1984. – 1027 с.

15. Starovoitov E. I. Description of the thermomechanical properties of some structural materials // Strength of materials. 1988. Vol. 20, No. 4. P. 426–431.

УДК 666.3:546.271:666.762.091

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ ПЕРЕД ПРЕССОВАНИЕМ В ПРОЦЕССЕ СВОБОДНОГО СВС-СЖАТИЯ НА СИНТЕЗ СЛОИСТЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ МАХ-ФАЗЫ СОСТАВА Ti–Al–C

А. Д. Прокопец, П. М. Бажин, А. М. Столин, О. А. Аверичев, П. А. Столин

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мержанова РАН, г. Черноголовка, Россия
arina@ism.ac.ru

Наиболее перспективным классом композиционных материалов являются слоистые композиционные материалы (СКМ), которые состоят из нескольких слоев, соединяемых друг с другом по всей площади. В данной работе изготовление слоистых композиционных материалов происходило на основе использования МАХ-фазы состава Ti-Al-C. Материалы на основе МАХ-фаз сочетают в себе свойства металлов (высокая тепло- и электропроводимость, стойкость к тепловым ударам) и керамики (низкий удельный вес, высокий модуль упругости, низкий тепловой коэффициент расширения, высокая тепло- и жаростойкость) [1].

В настоящее время методы получения материалов на основе МАХ-фаз являются далекими от совершенства. Они имеют значительные энергетические затраты, сложность и многостадийность технологических циклов, малую производительность и не всегда обеспечивают требуемое качество материалов по структуре, по свойствам и по чистоте. Существование

данных несовершенств технологий получения материалов на основе МАХ-фаз ведет к потребности создания и разработки новых методов и технологий их получения. Большими возможностями обладает метод самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС). СВС основан на использовании внутренней химической энергии исходных реагентов, который является примером выгодной организации процесса синтеза с тепловой точки зрения.

В настоящей работе получение слоистых композиционных материалов осуществлялось методом свободного СВС-сжатия. Сущность этого метода заключается в уплотнении и формовании материала под действием постоянного невысокого давления (~10 МПа). К преимуществам этого метода можно отнести использование наиболее благоприятной схемы напряженного состояния и сдвигового пластического деформирования материала, способствующие к “залечиванию” макротрещин и пор в деформированном материале. Следует отметить также еще одно преимущество метода СВС-сжатия. Обычно, при СВС-компактировании используются специальные пресс-формы, которые должны выдерживать достаточно высокие давления (~1000 МПа) и высокие тепловые нагрузки (T ~ 2000 К). Метод СВС-сжатия предусматривает возможность уплотнения без применения специальных пресс-форм. Применение данного метода позволяет осуществлять синтез материала из порошков исходных компонентов и формовать изделие в одну технологическую стадию за десятки секунд [2].

Нами синтезирован СКМ на основе МАХ-фазы исходного состава 2Ti-1,5Al-1C на титановой подложке методом свободного СВС-сжатия. В работе проведено изучение влияния технологического параметра процесса свободного СВС-сжатия (время задержки) на структуру синтезированного СКМ.

На рис. 1 представлен общий вид структуры полученного слоистого композиционного материала при времени задержки 1 с. Установлено, что данный СКМ состоит из трех основных макрослоев, соответствующих различным фазовым и структурным составляющим. Первый слой (область 1, рис. 1) представляет собой материал, содержащий включения характерной пластинчатой формы для МАХ-фаз состава Ti-Al-C. Согласно рентгенофазовому анализу (РФА) (рис. 2) в результате синтеза образуется два стехиометрических состава МАХ-фазы: Ti_3AlC_2 (60 мас.%) и Ti_2AlC (10 мас.%). Помимо МАХ-фазы обнаружены округлые зерна TiC (20 мас.%) и интерметаллидные фазы алюминида титана Ti_5Al_{11} и $TiAl_3$ (10 мас.%). Второй слой (область 2, рис. 1) представляет собой переходную зону между синтезированным материалом и титановой подложкой, включает в себя матрицу из алюминида титана с распределением в ней зерен МАХ-фазы. Третий слой (область 3, рис. 1) представляет собой титановую подложку.

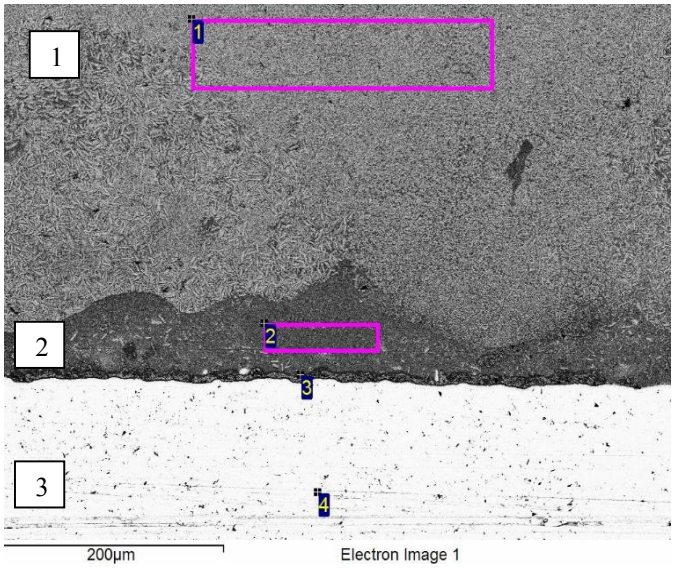


Рис. 1. Микроструктура слоистого композиционного материала на основе Ti-Al-C

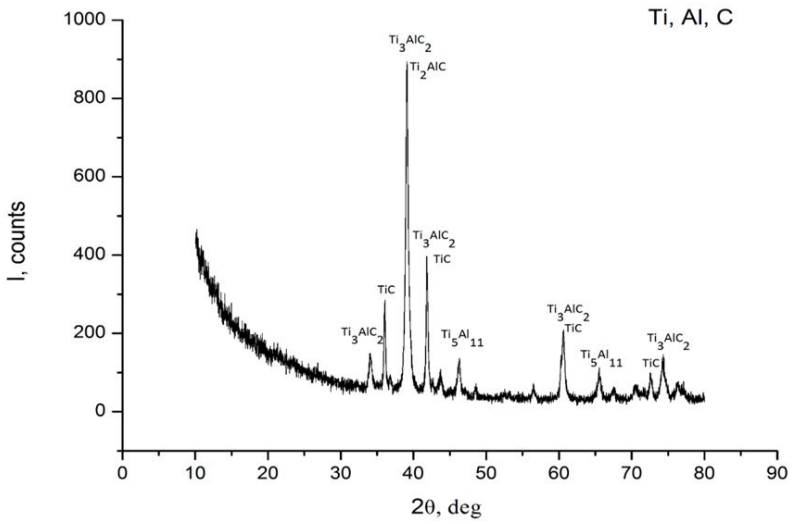


Рис. 2. Рентгенофазовый анализ верхней части синтезированного материала

Для изучения влияния времени задержки перед прессованием были проведены эксперименты с увеличением времени до 5 с. Как показали результаты СЭМ слоистый характер материала сохранился. На рис. 3 представлен слоистый композиционный материал, состоящий также, как и для времени задержки 1 с из трех слоев.

Первый слой (область 1, рис. 3) представляет собой материал, содержащий включения MAX-фазы Ti_3AlC_2. Второй слой (область 2, рис. 3) – переходная зона между СКМ и титановой подложкой, в которой увеличивается доля алюминия и снижается концентрация титана, что указывает на образование интерметаллидной фаз. Третий слой (область 3, рис. 3) представляет собой титановую подложку. Характерной особенностью синтезированного материала, полученного с увеличенным временем задержки, является расплавление поверхности титановой подложки в большей степени за счет более длительного времени ее контакта со сгоревшей заготовкой. При приложении давления, частично расплавленный титан перемещается в синтезированный материал.

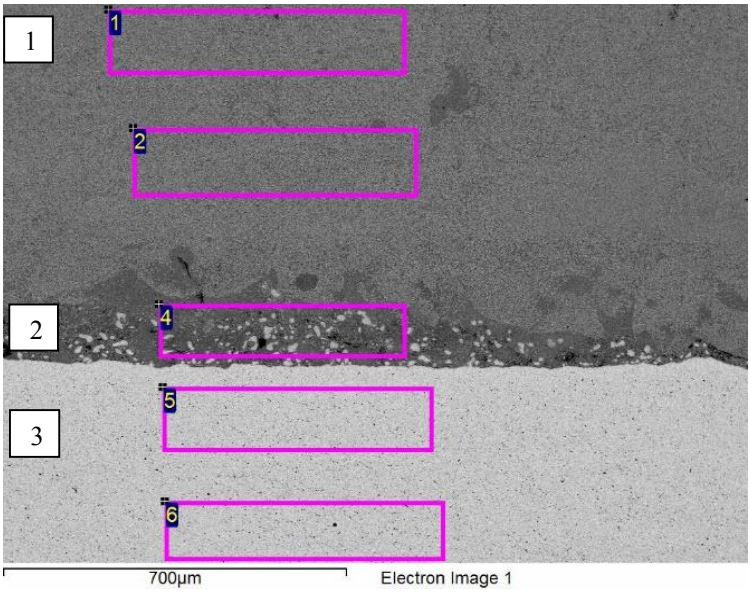


Рис. 3. Микроструктура слоистого композиционного материала на основе MAX-фазы исходного состава 2Ti-1,5Al-1C

На основе исходного состава 2Ti-1,5Al-C было изучено влияние времени задержки на качество слоистого композиционного материала. Для этой цели были исследованы микроструктуры синтезированного материала на основе MAX-фазы на титановой подложке, полу-

ченные с помощью сканирующей электронной микроскопии. Данные исследования структуры СКМ на основе МАХ-фазы состава 2Ti-1,5Al-C, проведенные с помощью сканирующей электронной микроскопии, показали слоистый характер материала, состоящий из трех основных слоев, имеющих различный состав. В верхних частях материала наблюдается преобладание карбидных зерен за счет контакта верхней части исходной заготовки с плунжером пресса, вследствие этого увеличиваются теплопотери при сжатии и уменьшается время нахождения синтезированного материала при температуре образования МАХ-фаз, которая составляет 1350–1500 °С. Для ниже расположенных слоев теплопотери снижаются, что приводит к увеличению времени нахождения синтезированного материала при температуре образования МАХ-фазы, в результате увеличивается доля МАХ-фазы в материале и снижаются карбидные и интерметаллидные включения. Также данные исследований показали, что характерной особенностью синтезированного материала, полученного с увеличенным временем задержки, является расплавление поверхности титановой подложки в большей степени за счет более длительного времени ее контакта со сгоревшей заготовкой.

Работа выполнена в рамках РНФ (проект 18-79-10254).

Литература

1. Прихна Т. А., Дуб С. Н., Старостина А. В., Карпец М. В., Кабьеш Т., Шартье П. Механические свойства материалов на основе МАХ-фаз системы Ti–Al–C // Сверхтвердые материалы. 2012. № 2. С. 38–48.

2. Столин А. М., Бажин П. М., Константинов А. С., Столин П. А., Прокопец А. Д., Ковалев И. Д. Метод свободного СВС-сжатия для получения крупногабаритных плит из керамических материалов // Новые огнеупоры. 2019. № 5. С. 100–103.

УДК 669

ОСОБЕНОСТИ ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЭЛЕКТРОИСКРОВОМ ПЛАЗМЕННОМ СПЕКАНИИ

А. С. Рогачев, С. Г. Вадченко, В. А. Кудряшов

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мержанова РАН, г. Черноголовка, Россия

Электрически активированная консолидация порошков, являясь сравнительно новым направлением науки о материалах, находит все более широкое применение во многих современных технологиях и отраслях промышленности [1–3]. Наиболее востребован в настоящее время метод электроискрового плазменного спекания (ЭПС, в английской транскрипции SPS – spark plasma sintering), в котором разогрев порошковой заготовки и консолидация материала осуществляется пропусканием через нее коротких импульсов тока, что обеспечивает быстрый и равномерный разогрев, а также более быструю консолидацию материала при низкой по сравнению с обычным горячим прессованием температуре. Это позволяет получать особо мелкозернистые и нанокристаллические материалы, включая металлические сплавы, керамику, композиционные и градиентные материалы [4–6]. Развитием этого метода стало появление метода высокоскоростного флэш-спекания (flash sintering) [7]. Если при ЭПС нагрев и выдержка при температуре спекания занимают от минут до десятков минут, то при флэш-

спекании материал консолидируется за время порядка секунды при температуре существенно ниже температуры плавления. Высокоскоростное спекание оказалось возможным как для керамических [7, 8], так и для металлических [9] материалов. Дальнейшее развитие этих методов сдерживается недостатком фундаментального понимания процессов тепло- и массопереноса, протекающих в порошковых материалах в условиях ЭПС и флеш-спекания. Современные представления о механизмах воздействия электрического тока и электромагнитных полей на консолидацию порошковых материалов можно кратко суммировать следующим образом. Практически все исследователи согласны с тем, что решение проблемы кроется в процессах, протекающих на границах между порошковыми частицами. Но в вопросе о природе этих процессов мнения расходятся. Одно из наиболее традиционных объяснений – локальный разогрев в области контакта частиц вследствие повышенного электросопротивления межчастичного контакта, рассматривался еще в первых монографиях [1], но дискуссия по этому поводу продолжается до настоящего времени [10]. Также дискуссионным остается вопрос о существовании искровых разрядов и плазмы на границах между частицами, то есть тех явлений, которые дали название методу ЭПС (SPS). Попытки экспериментально подтвердить существование плазменных микроразрядов путем введения оптоволоконных нитей в область спекания (внутрь пресс-формы) пока не дали результата. Существование этих явлений при ЭПС оспаривается в ряде работ [11, 12]. В то же время, никто не оспаривает само влияние импульсного тока и электромагнитного поля на режимы спекания и микроструктуру, что нашло подтверждение для самых различных типов материалов. Слабо изученными, хотя и упомянутыми в нескольких работах, остаются вопросы электрического пробоя оксидных слоев на поверхности металлических частиц, влияние электромагнитных явлений на коэффициенты диффузии, пластическое течение материала и рост шейки между частицами при спекании. Для получения ответов на все эти вопросы необходимы новые экспериментальные данные.

В настоящей работе проведен обзор имеющихся данных о динамике тепло- и массопереноса при ЭПС и флеш-спекании, а также представлены новые экспериментальные результаты исследования температурных неоднородностей и переноса массы при прохождении электрического импульса через модельную среду, составленную из частиц порошка заданной формы [13]. Например, сферические частицы титана диаметром 250–300 мкм помещались в открытый канал диаметром 300 мкм в диэлектрической матрице, специально изготовленной из терракотовой керамики; канал закрывался кварцевым стеклом, и с двух сторон в него вставлялись электроды из закаленной стали, которые служили также мини-пуансонами для сжатия цепочки частиц. Канал располагался вертикально, на верхний пуансон помещался груз 140 г, что соответствует среднему давлению сжатия около 20 МПа. На электроды подавался электрический импульс продолжительностью 0.5–5.0 мс от конденсатора емкостью 10 мФ, заряженного до разности потенциалов 25 В. Сила тока в импульсе составляла 50 А, то есть плотность тока в максимальном сечении частиц достигала 70000 А/см^2. Процесс фиксировался на высокоскоростную видеокамеру MIRO-310 с микроскопической оптикой с частотой 2000–10000 кадр/с. Микроструктура образцов до и после прохождения импульса электрического тока изучалась с помощью сканирующего электронного микроскопа Zeiss Ultra Plus. Результаты показали, что уже через 0,2 мс после подачи электрического импульса на контактах между частицами появляется желто-оранжевое свечение, свидетельствующее о сильном локальном разогреве (рис. 1). Интенсивность свечения возрастает, достигая максимума через 0,6 мс и затем сохраняется постоянной вплоть до окончания электрического импульса. Остывание, то есть полное погасание свечения, происходит за время менее 0,2 мс. После остывания в местах контактов частиц с помощью оптической и сканирующей электронной микроскопии обнаружены шейки спекания, размеры которых хорошо коррелируют с размерами светящихся областей.

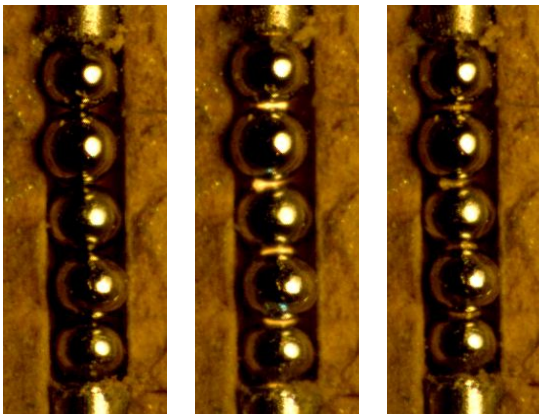


Рис. 1. Видеокадры эксперимента. Слева направо: до пропускания электрического импульса, во время прохождения импульса (видны светящиеся области на контактах частиц), сразу после окончания импульса (видны образовавшиеся шейки спекания)

Форма образовавшихся перешейков ясно указывает на плавление материала в этой области, т. е. локальный перегрев в области контакта превысил температуру плавления титана (1911 К). Признаком начальной стадии жидкофазного спекания является также уменьшение расстояния между центрами частиц на 1–3% (соответственно сокращается и длина всей цепочки). Анализ микроструктуры области контакта показал, что поверхность частицы титана даже в непосредственной близости от расплавленной области остается неизменной, без следов плавления. Таким образом, были впервые получены данные прямой высокоскоростной микровидеосъемки, доказывающие существование сильно перегретых зон на контактах порошковых частиц при прохождении импульсов электрического тока, параметры которых соответствуют условиям ЭПС. Величина перегрева может превышать 1600 градусов и приводить к формированию шеек жидкофазного спекания, размеры которых хорошо коррелируют с размерами перегретых зон. Данные по микронеоднородности температурного поля помогают понять необычно высокие скорости консолидации порошковых материалов, наблюдаемые при электроискровом плазменном спекании.

Рассмотрена также динамика изменения электрического сопротивления одномерных цепочек частиц и объемных порошковых прессовок при пропускании электрических импульсов, а также особенности консолидации сферических частиц в установках ЭПС (Labox-650) при различных режимах спекания [14].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 19-03-00293.

Литература

1. Райченко А. И. Основы процесса спекания порошков пропусканием электрического тока. М.: Металлургия», 1987. – 128 с.

2. Олевский Е. А., Александрова Е. В., Ильина А. М., Новоселов А. Н., Пельве К. Ю., Григорьев Е. Г. Электроконсолидация порошковых материалов. I. Методы низковольтной и высоковольтной консолидации // Физика и химия обработки материалов. 2013. № 2. С. 53–64.

3. Григорьев Е. Г., Калин Б. А. Электроимпульсная технология формирования материалов из порошков. М.: МИФИ, 2008. – 152 с.

4. Yamamoto T., Kitaura H., Kodera Y., Ishii T., Ohyanagi M., Munir Z. A. Consolidation of nanostructured β-SiC by Spark Plasma Sintering // J. Am. Ceram. Soc. 2004. Vol. 87. P. 1436–1441.

5. Gao L., Wang H. Z., Hong J. S., Miyamoto H., Miyamoto K., Nishikawa Y., Torre S. D. D. L. Mechanical and microstructure of nano-SiC-Al2O3 composites densified by Spark Plasma Sintering // J. Eur. Ceram. Soc. 1999. Vol. 19. P. 609–613.

6. Gao L., Shen Z. J., Miyamoto H., Nygren M. Superfast densification of oxide/oxide ceramic composites // J. Am. Ceram. Soc. 1999. Vol. 82. P. 1061–1063.

7. Cologna M., Rashkova B., Raj R. Flash sintering of nanograin zirconia in < 5 s at 850 °C // J. Am. Ceram. Soc. 2010. Vol. 93. P. 3556–3559.

8. Luo J. The scientific questions and technological opportunities of flash sintering: From the case study of ZnO to other ceramics // Scripta Materialia. 2018. Vol. 146. P. 260–266.

9. McWilliams B., Yu J., Kellogg F. Sintering aluminum alloy powder using direct current electric field at room temperature in seconds // J. Mater. Sci. 2018. Vol. 53. P. 9297–9304.

10. Chawake N., Pinto L. D., Srivastav A. K., Akkiraju K., Murty B. S., Kottasa R. S. On Joule heating during spark plasma sintering of metal powders // Scripta Materialia. 2014. Vol. 93. P. 52–55.

11. Hulbert D. M., Anders A., Dudina D. V., Andersson J., Jiang D., Unuvar C., Anselmi-Tamburini U., Lavernia E. J., Mukherjee A. K. The absence of plasma in “spark plasma sintering” // J. of Applied Physics. 2008. Vol. 104. P. 033305.

12. Hulbert D. M., Anders A., Andersson J., Lavernia D. E. J., Mukherjee A. K. A discussion on the absence of plasma in spark plasma sintering // Scripta Materialia. 2009. Vol. 60. P. 835–838.

13. Рогачев А. С., Вадченко С. Г., Кудряшов В. А., Щукин А. С., Алымов М. И. Прямое наблюдение процессов на контактах частиц при электроимпульсной консолидации порошка титана //Докл. РАН. 2019. Т. 488, № 5. С. 103–106.

14. Abedi M., Moskovskikh D. O., Rogachev A. S., Mukasyan A. S. Spark plasma sintering of titanium spherical particles // Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science. 2016. Vol. 47(5). P. 2725–2731.

УДК 621.762

МИКРОСТРУКТУРА КОМПАКТНЫХ ОБРАЗЦОВ ИЗ ПИРОФОРНЫХ НАНОПОРОШКОВ ЖЕЛЕЗА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ВОЗДУХОМ.

Б. С. Сеплярский, С. Г. Вадченко, Р. А. Кочетков, М. И. Алымов, А. С. Щукин, Н. И. Абзалов, Н. М. Рубцов, И. Д. Ковалев, В. А. Зеленский, А. Б. Анкудинов, Ф. Ф. Галиев

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мержанова РАН, г. Черноголовка, Россия

Нанопорошки металлов являются пирофорными, т.е. способны самовоспламеняться при контакте с воздухом из-за высокой химической активности и большой удельной поверхности. Для того чтобы сделать процесс дальнейшей переработки нанопорошков в изделия безопасным, их пассивируют. Пассивация заключается в создании тонкой защитной пленки на поверхности наночастиц, которая препятствует самовозгоранию нанопорошков металлов.

Однако существуют ситуации, когда проведение пассивации невозможно или нежелательно, хотя технические операции с нанопорошками и компактными изделиями из них необходимо осуществить. Поэтому актуальной задачей является исследование самовоспламенения и саморазогрева компактированных образцов из непассивированных нанопорошков, разработка новых способов получения компактных изделий из нанопорошков, позволяющих обеспечивать требуемый уровень пожаровзрывобезопасности.

В нашей работе было экспериментально исследовано взаимодействие компактных образцов из непассивированных нанопорошков железа с воздухом. Основное внимание было уделено влиянию режима взаимодействия (самовоспламенение или режим горения) на микроструктуру образцов.

Все операции по получению компактных образцов, начиная со вскрытия сосудов с нанопорошками, их взвешивания и прессования, проводятся в герметичном (перчаточном) боксе, заполненном инертным газом (аргоном) и снабженным шлюзом для смены порошков и образцов. При открытии сосудов с порошком и в процессе прессования образцов концентрация кислорода в боксе не превышала 0,1 об.%. Из нанопорошка железа были получены цилиндрические компактные образцы диаметром 5 мм, длиной 7–12 мм и плотностью 2.5–4 г/см^3. После прессования, каждый образец помещали в отдельный бюкс. Специальные эксперименты показали, что при таком содержании кислорода нанопорошки остаются пирофорными.

Микроструктура образцов после самовоспламенения и горения исследовалась методом СЭМ на микроскопе Ultra Plus фирмы Carl Zeiss. Фазовый состав образцов изучали с помощью дифрактометра ДРОН-3М.

Цилиндрические образцы вынимали из бюкса непосредственно перед экспериментом и устанавливали вертикально на подставку из нитрида бора в течение 3–5 с. Для изучения изменения распределения температуры по поверхности образца использовали инфракрасную камеру Flir 60. Динамика изменения температуры на поверхности образца также контролировалась двумя термопарами ВР5/20 толщиной 40 мкм.

На рис. 1 показана фотография излома образца после взаимодействия с воздухом в режиме саморазогрева, снятая на цифровой фотоаппарат (слева), и фрагмент излома, снятый на металлографическом микроскопе (справа). Как видно из рисунка, на фотографии четко различимы две области с различным цветом: одна – в поверхностных слоях (более темная), другая – в центральной области образца. Эти результаты непосредственно свидетельствуют о поверхностном характере горения образца. Толщина поверхностного (окисленного) слоя составляет около 0.35 мм.

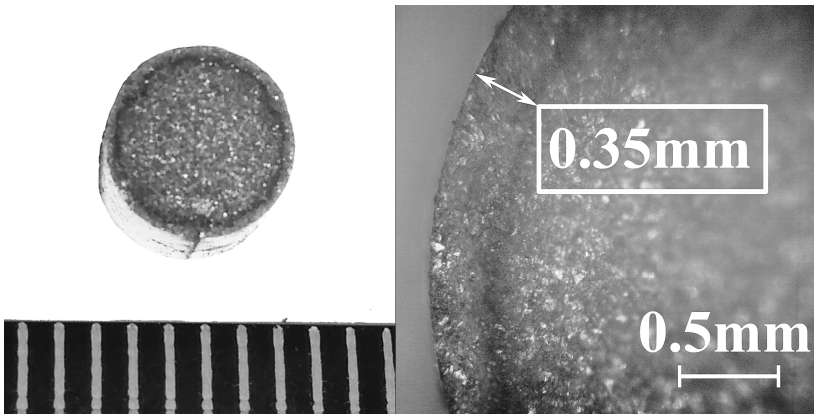


Рис. 1. Внешний вид излома образца диаметром 5 мм после остывания. Фотографии сделаны при различном увеличении

Микроструктура поперечного излома цилиндрического образца после саморазогрева представляет собой скопление агломератов нанопорошка неровной формы (рис. 2). Интегральный энергодисперсионный анализ (ЭДА), проведённый с поверхности излома, показал более высокое содержание кислорода в приповерхностном слое толщиной около 300–500 мкм.

На рис. 2, с и 3 представлена микроструктура излома отдельного агломерата в приповерхностной области образца, на которых видно наличие беспористого слоя на поверхности агломератов («корки») толщиной около 300 нм. «Корка» состоит из столбчатых частиц (кристаллов), направленных перпендикулярно поверхности агломерата. Согласно локальному

ЭДА на поверхности агломератов содержание кислорода достигает 60 ат.%, во внутренней части агломератов 3–5 ат.%. По-видимому, формирование плотной оксидной плёнки на поверхности агломератов препятствует диффузии кислорода внутрь агломерата и дальнейшему окислению нанопорошка железа. Внутренняя часть агломерата представляет собой пористое скопление связанных между собой бесформенных частиц железа размером около 100 нм. В центральной части образца на поверхности агломератов отсутствует плотная «корка», характерная для приповерхностной части образца. Внутренняя часть агломератов не имеет отличий от аналогичных агломератов в приповерхностной части образца.

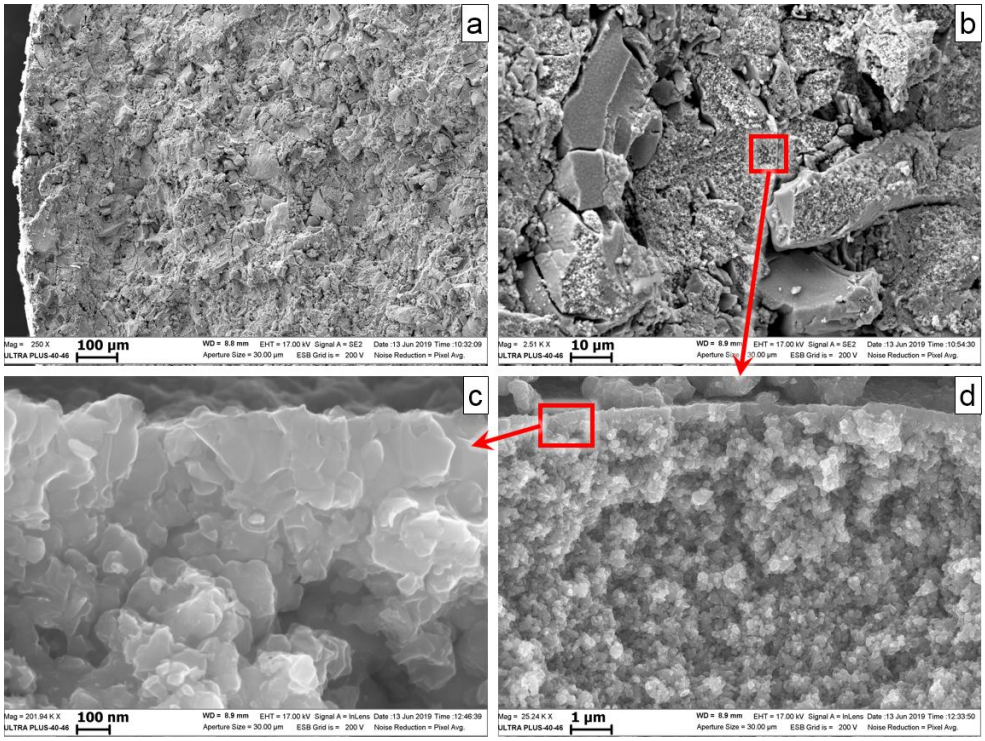


Рис. 2. Микроструктура поперечного излома приповерхностной области образца после саморазогрева и остывания, снятая с различным увеличением

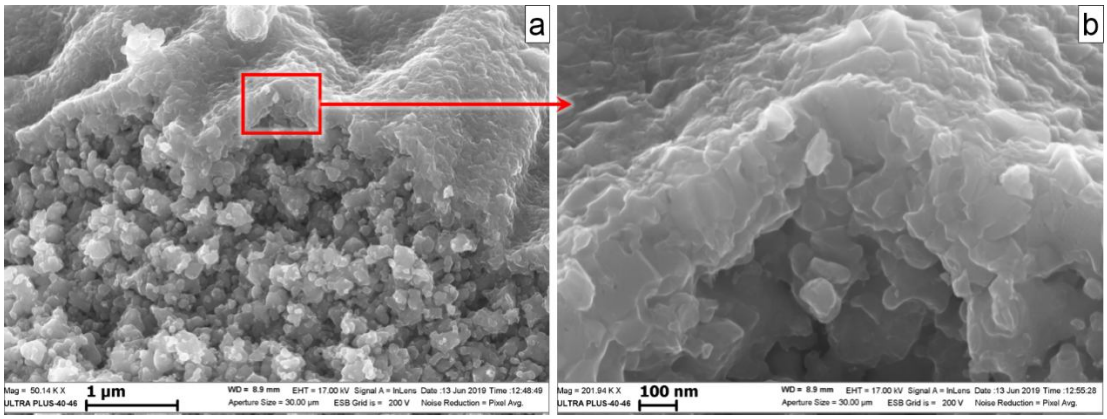


Рис. 3. Микроструктура поперечного излома приповерхностной области образца после саморазогрева и остывания, снятая с различным увеличением

Таким образом, исследование поперечного излома образцов после взаимодействия с воздухом методом сканирующей электронной микроскопии показало, что можно выделить несколько характерных уровней структуры, имеющих различные масштабы: макрослой с повышенным содержанием оксидов в приповерхностном слое образца (макромасшаб) и уплот-

ненная пленка оксида на поверхности отдельного агломерата (нано- и микромасштабы). Этот результат в сочетании с уменьшением максимальной температуры саморазогрева при увеличении относительной плотности образцов свидетельствует о том, что процесс окисления образцов лимитируется диффузионным подводом окислителя из воздуха.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (грант 16-13-00013П).

УДК 536.46,544.452

ЗАКОНОМЕРНОСТИ СИНТЕЗА ДВОЙНОГО КАРБИДА ТИТАНА-ХРОМА С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СВЯЗКОЙ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ ИЗ ГРАНУЛИРОВАННОЙ ШИХТЫ

Б. С. Сеплярский, Р. А. Кочетков, Н. И. Абзалов, И. Д. Ковалев, Т. Г. Лисина

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мержанова РАН, г. Черноголовка, Россия

Двойной карбид титана-хрома (Ti, Cr)C, сохраняя основные свойства карбида титана, обладает более высокой стойкостью к окислению за счет образования защитного слоя из оксида хрома Cr_2O_3. Для уменьшения хрупкости и повышения адгезии защитных покрытий при напылении порошков на основе двойных карбидов титана-хрома в исходные смеси вводится металлическая связка – Ni, Mo, NiCr, Cu и др.

Двойные карбиды титана-хрома могут быть получены методами порошковой металлургии, горячего изостатического прессования, искрового плазменного спекания, самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС). Среди этих методов СВС отличается сочетанием низкого энергопотребления, высокой скоростью процесса, чистотой и однородностью продукта, получаемого за один технологический цикл. Эти особенности СВС обусловлены плавлением отдельных компонентов исходной смеси в процессе синтеза, что приводит к самодиспергированию реагентов и повышению однородности продуктов синтеза.

В данной работе для получения композиционных порошков на основе карбида титана с металлической связкой предлагается использовать вместо порошковой гранулированную шихту. Это, как показали наши предварительные исследования, позволит избежать образования прочного спека в процессе синтеза, облегчить размол и повысить чистоту получаемых продуктов при сохранении основных преимуществ СВС. Для грануляции составов в исходную порошковую смесь вводится органическая связка, разлагающаяся в волне горения. Грануляция исходной смеси позволяет также нивелировать влияние разного содержания примесных газов и влаги в шихте и обеспечить стабильность свойств получаемых продуктов. В данной работе использовались гранулы размерами 0.63–1.6 мм.

Исследовали процесс СВС гранулированной смеси Ti-Cr-C с никельсодержащей связкой при различном соотношении компонентов и фазовый состав полученного продукта.

Состав исходных смесей, не содержащих связку, рассчитывался на получение конечного продукта 70%TiC/30%Cr_3C_2 (1) (мас.) и 80%TiC/20% Cr_3C_2 (2). Также использовались смеси (1, 2), содержащие металлическую связку: 20% (мас.) никеля или нихрома (Ni60Cr40, Ni80Cr20).

Анализ видеозаписей процесса горения показал, что при горении всех смесей наблюдается послесвечение длительностью от 8 до 14 с. Этот факт показывает, что в смеси Ti–Cr–C химические процессы с выделением тепла продолжаются и после прохождения фронта вол-

ны горения. Для проверки этого вывода были проведены эксперименты по горению гранулированной смеси Ti + C. Опыты показали отсутствие послесвечения и более быстрое остывание смеси Ti + C, хотя ее температура горения выше, чем в смеси Ti–Cr–C. При этом для смесей без металлической связки в продуктах горения помимо (Ti, Cr)C присутствует фаза TiC.

Отметим, что продукты синтеза всех исследованных гранулированных смесей с никельсодержащей связкой, как и без связки, представляли собой хрупкий спек из гранул того же размера, что и в исходной шихте.



Внешний вид продуктов горения гранулированной и порошковой смесей до и после измельчения. *а* – образец после синтеза из гранулированной смеси, *б* – результат разрушения образца (*а*) с усилием 700 кгс (~25 кгс/см^2), *в* – образец после синтеза из порошковой смеси, *г* – результат разрушения образца (*в*) с усилием 700 кгс (~25 кгс/см^2), *д* – результат разрушения фрагментов, изображенных на рисунке *в,* усилие 3532 кгс (~125 кгс/см^2)

Образцы с металлической связкой, синтезированные из гранулированной шихты, можно было измельчить до порошкообразного состояния как вручную (в ступке), так и с помощью пресса при давлении ~25 кгс/см^2 (рисунок, *б*). Продукты горения порошковых смесей дробились без использования пресса только в тех случаях, когда смесь не содержала связку. Образцы, содержащие металлическую связку, представляли собой прочный спек (рисунок, *в*), который удалось раздробить на куски размером ~5–10 мм только при помощи пресса (давление ~25 кгс/см^2) (рисунок, *г*). Дальнейшее дробление до частиц размером 1–2 мм потребовало давления ~125 кгс/см^2 (рисунок, *д*).

Выводы

Показано, что продукты синтеза гранулированных составов 70%(Ti + C)/30%(3Cr + 2C) и 80%(Ti + C)/20%(3Cr + 2C) как без связки, так и с никельсодержащей связкой, в отличие от порошковых смесей, представляют собой хрупкий спек из гранул исходного размера.

Установлено, что горение всех исследованных смесей происходило в две стадии – сначала проходил фронт горения, затем наблюдалось послесвечение. Предложен двухстадийный механизм образования конечного продукта, объясняющий этот эффект.

Установлено, что при введении никелевой связки уменьшается содержание хрома в двойном карбиде (Ti, Cr)C, что является следствием взаимодействия никеля с хромом с образованием нихрома.

В результате проведенного исследования получен порошок двойного карбида титана-хрома (Ti, Cr)C, пригодный для газоплазменного напыления защитных покрытий.

УДК536.46, 544.452

ТЕРМИЧЕСКИ СОПРЯЖЕННЫЕ СВС-ПРОЦЕССЫ В СОСТАВНОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СМЕСИ (Ni + Al)–(Ti + C)

Б. С. Сеплярский, Р. А. Кочетков, Т. Г. Лисина

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мержанова РАН, Черноголовка, Россия

Самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС) относится к классу процессов, реализующихся за счет внутренних энергетических ресурсов, обусловленных протеканием экзотермической реакции между реагирующими веществами. Если исходная смесь не способна самостоятельно гореть, используются сопряженные процессы, когда тепло, необходимое для одной химической реакции, поставляется другой, более экзотермической. Идея применения термического сопряжения, или метода химической печи, применительно к СВС слоевых порошковых смесей принадлежит А. Г. Мержанову [1, 2].

При стандартном варианте использования термического сопряжения в СВС-процессах, когда образец из акцепторной смеси окружен слоем донорной смеси, масштабирование процесса может привести к возникновению ряда сложностей.

Указанных недостатков лишен вариант химической печи, в котором используется смесь гранул разного состава, где гранулы одного состава – акцепторы, а другие, приготовленные из более экзотермической смеси, – доноры.

В работе для реализации термически сопряженных реакций использована шихта из гранул разного состава Ni + Al (акцептор) и Ti + C (донор), отличающихся скоростью и температурой горения. В этом случае скорость теплообмена между донором и акцептором практически не зависит от размера всей шихты, а определяется лишь размерами используемых гранул. Известно [3, 4], что в процессе горения гранулированной смеси существенную роль играет не только кондуктивный теплообмен между гранулами, но и перенос тепла излучением. Это означает, что гранулы акцептора будут нагреваться не только в точках контактов с гранулами донора, но и по всей поверхности, что повышает тепловую эффективность процесса по сравнению с порошковыми слоевыми системами, в которых лучистый теплообмен не играет заметной роли [3]. Преимуществом такого способа также является возможность масштабирования процесса, оптимизированного в лабораторных условиях, без изменения его характеристик и свойств целевого продукта синтеза.

Особенностью использованной в работе смеси является сочетание быстрогорящего высокотемпературного состава Ti + C (22 мм/с) с медленногорящим Ni + Al (3 мм/с). Адиабатические температуры горения смесей Ti + C и Ni + Al, рассчитанные по программе THERMO (http://www.ism.ac.ru/thermo) составляют 3290 К для смеси Ti + C и 1912 К для смеси Ni + Al.

Фотография кварцевой трубки с гранулированной смесью (Ni + Al) + (Ti + C) и поджигающей подсыпкой из гранул Ti+C сверху показан на рис. 1. Для получения стабильных результатов минимальное содержание донорной смеси Ti + C в шихте составляло 60% в объемных долях, что соответствует составу 54%(Ni + Al)/46%(Ti + C) в массовых долях. Расчетная адиабатическая температура горения смеси 2518 К, что значительно выше температуры плавления никелида алюминия стехиометрического состава (1912 К). Средняя скорость горения такой шихты составила 12.5 мм/с.

Учитывая, что скорость горения смеси, состоящей только из гранул состава Ni + Al намного ниже, чем скорость горения составной меси и состоящей только из гранул Ti + C можно предположить, что в смешанной гранулированной шихте (Ni + Al) – (Ti + C) во фронте

реакции гранулы Ni + Al ведут себя как инертные частицы, т. е. воспламеняются и сгорают уже после прохождения видимого фронта горения.

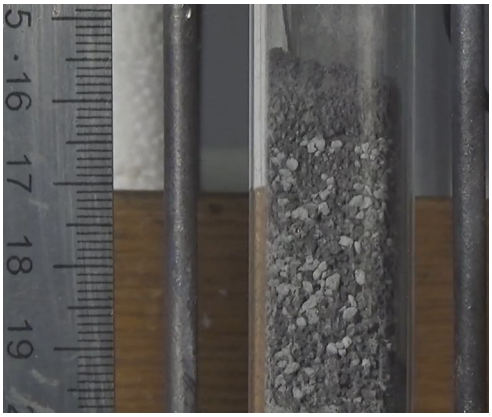


Рис. 1. Внешний вид смеси, состоящей из гранул Ti + C (более темные) и Ni + Al (более светлые) с поджигающей подсыпкой Ti + C сверху

Для проверки этого предположения были проведены эксперименты, где гранулы Ni + Al в шихте были заменены на инертные гранулы Al_2O_3 такого же размера и в таком же массовом соотношении 54%Al_2O_3/46%(Ti + C). Эксперименты показали, что такая смесь не способна к горению – не воспламенялся даже верхний слой засыпки под действием длительного прогрева раскаленной спиралью или поджигающей засыпкой. Этот позволяет сделать вывод, что в термически сопряженной гранулированной смеси (Ni + Al) – (Ti + C) зажигание гранул Ni + Al происходит во фронте горения.

РФА показал, что продукты горения данной смеси представляют собой смесь фаз TiC и NiAl (рис. 2), что позволяет сделать вывод о том, что в процессе горения не происходит обмена реагентами между гранулами. В пользу этого предположения говорит и то, что продукты горения составной смеси (Ni + Al) – (Ti + C) не спекались, и образец легко разделялся на отдельные гранулы вручную без каких-либо приспособлений. Это довольно неожиданный результат ввиду того, что адиабатическая температура горения такой смеси намного превышает температуру плавления никелида алюминия стехиометрического состава, и следовало ожидать его растекания по гранулам карбида титана.

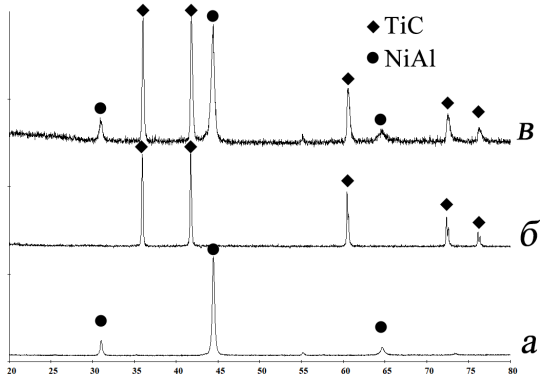


Рис. 2. Данные РФА продуктов горения: *а* – смеси Ti + C, *б* – смеси Ni + Al, *в* – смеси (Ti + C) – (Ni + Al)

Выводы

Показано преимущество использования гранулированных смесей вместо порошковых для реализации термически сопряженных СВС процессов.

Изучены закономерности горения термически сопряженной гранулированной смеси, состоящей из смеси гранул разного состава Ni + Al и Ti + C, отличающихся скоростью и температурой горения.

Экспериментально доказано, что воспламенение акцепторных гранул Ni + Al происходит во фронте горения.

Определено время выравнивания температур донорной и акцепторной смеси, которое оказалось существенно меньше времени остывания всего образца, что позволяет масштабировать процесс, оптимизированный в лабораторных условиях, без изменения его характеристик и свойств целевого продукта синтеза.

На примере смеси (Ni + Al) – (Ti + C) показано, что использование гранулированных смесей для проведения сопряженных термических реакций позволяет получать продукты горения в виде легко разрушаемого образца, даже если температура плавления продукта взаимодействия акцепторной смеси меньше адиабатической температуры горения.

Литература

1. Мержанов А. Г., Мукасьян А. С. Твердопламенное горение. М.: Торус Пресс, 2007. – 336 с.

2. Мержанов А. Г. Термически сопряженные процессы самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // Докл. РАН. 2010. Т. 434, № 4. С. 489−492.

3. Seplyarskii B. S., Tarasov A. G., Kochetkov R. A. Experimental investigation of combustion of a gasless pelletized mixture of Ti + 0.5C in argon and nitrogen coflows // Explosion and Shock Waves. 2013. Vol. 49, Is. 5. P. 555–562.

4. Seplyarskii B. S., Kochetkov R. A., Vadchenko S. G. Burning of the Ti + xC (1 > x > 0.5) powder and granulated mixtures // Combustion, Explosion and Shock Waves. 2016. Vol. 52, Is. 6. P. 665–672.

УДК 666.792.32; 549.21; 547.022.1/4

СОЗДАНИЕ КЕРАМОМАТРИЧНОГО КОМПОЗИТА НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ И ГРАФЕНА ДЛЯ ЭЛЕКТРОДОВ СУПЕРКОНДЕНСАТОРОВ

Д. В. Соловей[1], П. С. Гринчук[1], М. О. Степкин[1], М. В. Кияшко[1], А. В. Акулич[1], М. Ю. Лях[1], Д. А. Даненков[1], И. А. Свито[2], А. В. Мазаник[2]

[1]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск
[2]Белорусский государственный университет, г. Минск, Республика Беларусь

Одно из развитий современной радиоэлектроники ведет к появлению все большего количества портативных и автономных устройств, а также электротранспортных средств. Данные изделия нуждаются во все более ёмких накопителях электрической энергии: электрохимических аккумуляторах, топливных ячейках и суперконденсаторах. При этом, благодаря своим параметрам и свойствам, суперконденсаторы или ионисторы выгодно отличаются от своих конкурентов. Основными преимуществами суперконденсаторов являются: 1) высокие токи зарядки-разрядки и низкое время заряда (5–15 мин); 2) большое количество циклов заряда разряда (20000 и более); 3) длительный срок службы (более 10 лет) и минимальная деградация свойств; 5) малая зависимость свойств от температуры окружающей среды и полное отсутствие нагрева при эксплуатации; 6) малый вес и высокая прочность к механическим нагрузкам. К основным недостаткам ионисторов можно отнести малое рабочее напряжение (до 3 В) и высокую стоимость материалов и производства. Однако, несмотря на недостатки,

ионисторы имеют значительную перспективу к усовершенствованию для последующей замены традиционных накопителей энергии [1, 2].

Основными материалами, применяемыми в качестве электродов ионисторов, являются пористые углеродные материалы с высокой удельной поверхностью для накопления заряда. Кроме того, данные материалы должны иметь низкое удельное сопротивление для обеспечения необходимого уровня тока, отдаваемого в электрическую цепь. В качестве углеродных материалов электродов применяются: активированный уголь, технический углерод, терморасширенный графит, нанопористый углерод, углеродные нанотрубки, углеродный аэрогель, графен и др. подобные материалы. Из всего многообразия перечисленных углеродных материалов наибольшую перспективу имеет графен, который хоть и не обладает рекордным значением удельной поверхности (теоретическая 2500 $м^2/г$), но имеет низкое сопротивление (сравнимое с высокопроводящими металлами: медь, алюминий 10^{-7}–10^{-6} Ом/см), что делает графен идеальным кандидатом для электродов ионисторов. Однако, как известно, графен это 2D материал, а для получения максимально адсорбированного электрического заряда необходимо получение 3D материала с высокой пористостью. Как известно 2D графен получают на специально подготовленных и полированных поверхностях медной фольги, монокристаллах кремния, оксида кремния и монокристаллах карбида кремния CVD методом, который является максимально приближенным к промышленному. Получение же 3D графена является большой экзотикой и технологически сложным процессом, который воспроизводится только в научно-исследовательских лабораториях [3, 4].

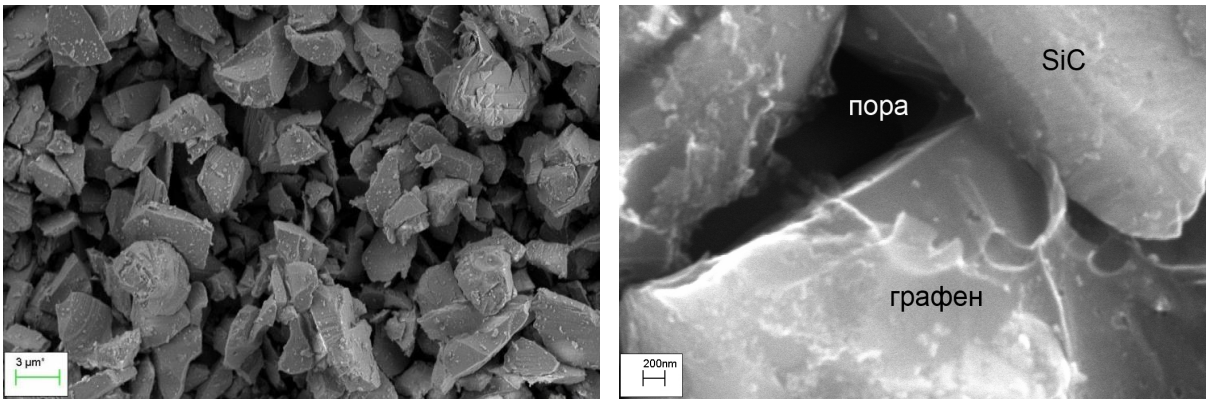
Целью данной работы являлась разработка технологии получения 3D графенсодержащего композита на основе карбида кремния, обладающего высокой пористостью, низким удельным сопротивлением и высокой удельной поверхностью в пересчете на грамм сухого вещества, с последующим применением в качестве электродов суперконденсаторов.

Разработанную технологию получения 3D керамоматричного композита на основе карбида кремния и графена можно условно разделить на несколько этапов. На первом этапе формируется органическая связка, наполненная мелкозернистым порошком карбида кремния. В качестве органической связки используется нагретая до 90 °С жидкая смесь, состоящая на 70% из парафина и на 30% из пчелиного воска, в которую добавляется порошок SiC марки М3 со средним размером зерен 3 мкм. После длительного перемешивания жидкая шихта заливается в литьевую форму и помещается на вибростенд для удаления воздуха и затвердевания при комнатной температуре. После остывания твердая заготовка извлекается из формы и имеет следующие геометрические размеры: диаметр 100 мм, толщина 5 мм. На втором этапе производится отгонка органической парафинсодержащей связки из заготовки путем нагрева в каолиновой засыпке в атмосферной печи при температуре 575 °С. После отгонки связки заготовка сохраняет достаточную механическую прочность для проведения следующего технологического шага. На третьем этапе заготовка пропитывается бакелитовым лаком ЛБС-1 в автоклаве под давлением 3,5 атм и температуре 45 °С в течение 5 ч. После пропитки производится сушка и полимеризация лака при температуре 150 °С в течение 10 ч в сушильном шкафу. На четвертом этапе производится двухстадийный пиролиз полимеризованного лака: на первой стадии пиролиз протекает в атмосфере азота при температуре 850 °С, а на второй – в вакууме при температуре 1600 °С. Далее из полученной заготовки вырезаются электроды необходимой формы, изготавливаются проволочные выводы из химически стойкой нержавеющей стали и собирается тестовая электрохимическая ячейка, в которой в качестве электролита использовался 1 М раствор сульфата натрия Na_2SO_4.

Для полученного керамоматричного композитного материала проводились измерения пористости, плотности, рассчитывался процент содержания углерода по массе. Проводились исследования морфологии с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), исследования формы и структуры углерода с помощью метода комбинационного рассеяния, а

также измерения емкости и исследования механизма заряда-разряда сформированной тестовой электрохимической ячейки.

На рис. 1 показаны СЭМ изображения исходной пористой матрицы карбида кремния после удаления органической связки (рис. 1, *а*) и полученного после высокотемпературного пиролиза композитного материала (рис. 1, *б*). Исходя из измерений пористости исходной SiC матрицы, выполненной по методу Архимеда и подсчетам по соответствующим СЭМ изображениям, после удаления связки пористость образца составила порядка 50%, а пористость готового C/SiC композита – 31%. Плотность итогового композита составила 1,63 г/см^3, количество углерода по массе – 9,4%.

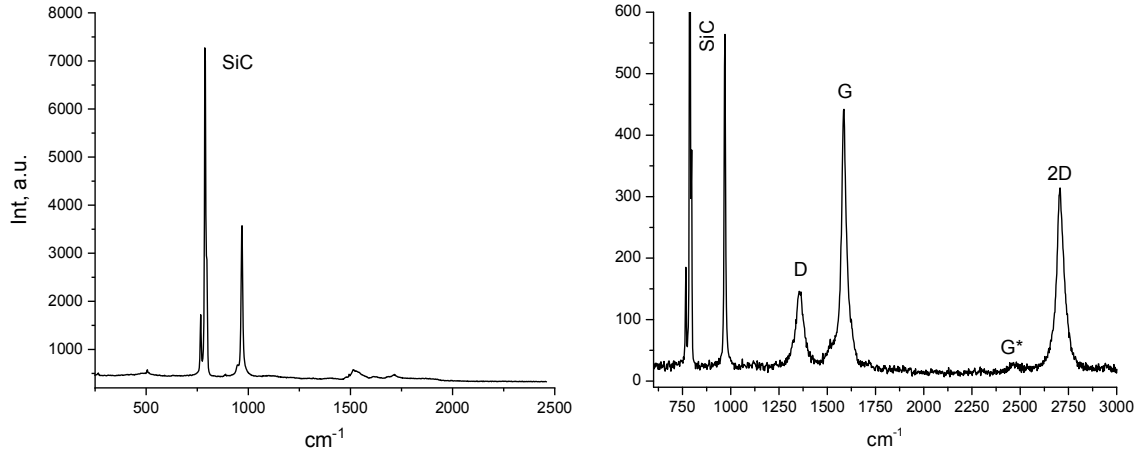


а *б*

Рис. 1. СЭМ изображения исходной пористой матрицы карбида кремния после удаления органической связки (*а*) и после высокотемпературного пиролиза готового C/SiC композитного материала (*б*)

Исходная пористая матрица SiC имеет сложную неупорядоченную структуру, а сами зерна порошка имеют многогранный рельеф и шероховатую поверхность (рис. 1, *а*). Все частицы находятся в тесном контакте друг с другом как минимум в трех точках, что обеспечивает механическую прочность на данном технологическом этапе. После процессов пропитки и пиролиза грани зерен покрываются пленкой, которая образуется непрерывно по всей поверхности кристаллов, образуя трехмерную сеть из атомов углерода. На рис. 1, *б* при большом увеличении показан кристалл SiC, одна из граней которого покрыта графеноподобной углеродной пленкой, также четко видна ничем не заполненная пора матрицы.

На рис. 2 показаны спектры комбинационного рассеяния, полученные с помощью микрорамановского спектрометра LOTIS TII (г. Минск, БГУ).



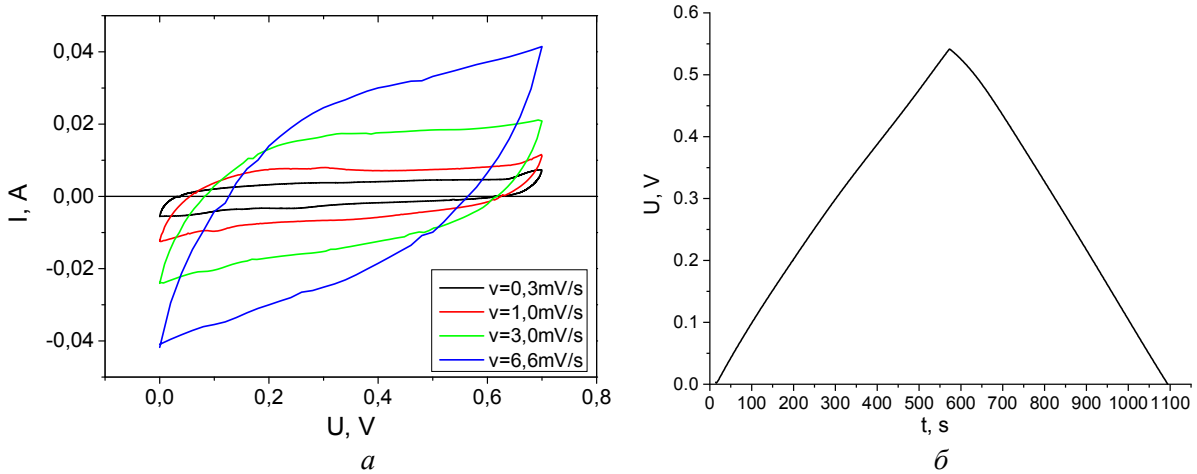
а *б*

Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния исходной керамической матрицы SiC (*а*) и итогового керамоматричного композита C/SiC (*б*)

На спектре исходной керамической матрицы (рис. 2, *а*) присутствуют стандартные пики, принадлежащие вибрационным колебаниям ковалентной Si–C связи карбида кремния гексагонального 6H–SiC политипа, при этом какие-либо пики, принадлежащие углеродной форме, отсутствуют [5]. На спектре керамоматричного композита C/SiC (рис. 2, *б*) помимо пиков, принадлежащих исходному карбиду кремния, появляются пики, характеризующие графеноподобную углеродную структуру, что отмечается известным набором D, G, G* и 2D пиков, соответствующих вибрационным колебаниям C–C sp^2-гибридизации связей атомов углерода.

Таким образом, на основе анализа электронно-микроскопических изображений и спектров комбинационного рассеяния, полученный 3D матричный композитный C/SiC материал состоит из карбида кремния, выполняющего роль основы или скелета и графена, сформированного на гранях зерен SiC, который впоследствии будет выполнять функцию накопления и удержания электрического заряда ионистора.

Исследования электрохимических свойств электродов, изготовленных из полученного композитного материала, проводили по двухэлектродной схеме включения с использованием бумажного сепаратора. Средняя масса электродов составляла порядка 30 г на электрод при ориентировочных геометрических размерах 7×5×0,5 см. Для определения механизма заряда-разряда тестового суперконденсатора были сняты циклические вольтамперограммы (рис. 3, *а*), а для расчета емкости – токовые заряд-разрядные диаграммы, полученные при токе 30 мА (рис. 3, *б*), из которых была рассчитана гравиметрическая емкость (Ф/г). При снятии циклических вольтамперограмм потенциал был ограничен 0,7 В для исключения влияния побочных фарадеевских процессов на границе раздела электрод–электролит. Вид полученных кривых имеет форму гистерезиса без провалов и подъемов, что соответствует адсорбционному механизму передачи заряда от ионов электролита электродам, характерному для суперконденсаторов из углеродных материалов. Использование электролита на основе 1 М раствора сульфата натрия позволил повысить рабочее напряжение тестовой ячейки до 1,5 В, что, в свою очередь, обеспечило более высокие токи, выдаваемые ячейкой во внешнюю электрическую цепь. Так был получен максимальный ток более 300 мА, при этом время разряда до 1,5 мА составило более 40 мин при сопротивлении нагрузки 1 Ом. Максимальная рассчитанная по методике, описанной в [6], гравиметрическая емкость на массу графеноподобного углерода, входящего в состав электродного композита, составила 68 Ф/г.



а *б*

Рис. 3. Циклические вольтамперограммы (*а*) и заряд-разрядная диаграмма (*б*) электрода тестового суперконденсатора

Таким образом, в результате проделанной работы был получен композитный материал, состоящий из карбидокремниевой пористой матрицы с синтезированным, в результате высокотемпературного пиролиза на стенках пор, графеноподобным углеродным материалом.

Проведенные электрохимические исследования продемонстрировали характерный для углеродных суперконденсаторов механизм заряда-разряда, а рассчитанная на массу углерода, входящего в состав композита, гравиметрическая емкость составила 68 Ф/г. Разработанная технология получения электродов суперконденсаторов позволяет формировать электроды различных форм и размеров, а также может быть легко адаптирована для массового производства.

Литература

1. Poonam, Kriti Sharma, Anmol Arora, Tripathi S. K. Review of supercapacitors: materials and devices // J. of Energy Storage. 2019. Vol. 21. P. 801–825.
2. Horn M., MacLeod J., Liu M., Webb J., Motta N. Supercapacitors: A new source of power for electric cars // Economic Analysis and Policy. 2019. Vol. 61. P. 93–103.
3. González A., Goikolea E., Barrena J. A., Mysyk R. Review on supercapacitors: Technologies and materials // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2016. Vol. 58. P. 1189–1206.
4. Ke Q., Wang J. Graphene-based materials for supercapacitor electrodes – a review // J. of Materiomics. 2016. Vol. 2. P. 37–54.
5. Solovei D. V., Grinchuk P. S., Abuhimd H. M., Alshahrani M. S., Kiyashko M. V., Stepkin M. O., Akulich A. V. and Khort A. A. Synthesis of reinforced ceramic matrix composite based on SiC and nanocarbon mesh // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 4. С. 1050–1058.
6. Bakandritsos A., Jakubec P., Pykal M., Otyepka M. Covalently functionalized graphene as a supercapacitor electrode material // FlatChem. 2019. Vol. 13. P. 25–33.

УДК 535.21

ЛАЗЕРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ И ОСАЖДЕНИЕ ФТОРПОЛИМЕРНОГО ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ИЗМЕНЕНИЯ СМАЧИВАЕМОСТИ КРЕМНИЯ ОТ СУПЕРГИДРОФИЛЬНОСТИ ДО СУПЕРГИДРОФОБНОСТИ

С. В. Старинский[1,2], А. А. Родионов[1,2], Ю. Г. Шухов[1], Е. Я. Гатапова[1,2], А. И. Сафонов[1,2], А. В. Булгаков[1,3]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2]Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
[3]HiLASE Centre, Institute of Physics of the Czech Academy of Sciences, Dolní Břežany, Czech Republic

Востребованность в повышении вычислительной мощности, наряду с миниатюризацией вычислительных устройств, сталкиваются с проблемой отвода больших тепловых потоков, которые могут достигать сотен Ватт с квадратного сантиметра. Как правило, для решения этой задачи используется жидкостное охлаждение [1]. Интенсификация теплообмена при этом может быть достигнута для обычных жидких хладагентов, таких как вода, путем изменения смачиваемости охлаждаемой поверхности [2, 3]. В данной работе предлагается двухэтапный подход, позволяющий контролируемо изменять свойства смачиваемости поверхности кремния – одного из наиболее востребованных материалов в микроэлектронике – от супергидрофильности до супергидрофобности.

На первом этапе поверхность монокристаллического кремния обрабатывалась импульсным лазерным излучением (длительность импульса 9 нс). Выявлено, что под воздействием ИК излучения (1064 нм) при определенных значениях плотности энергии лазера (3–6 Дж/см^2) и числа импульсов (30–100) на поверхности кремния формируется особая периодическая структура. Структура представляет собой микрохолмы с диаметром основания ~10 мкм, расположенные на расстоянии 40–50 мкм друг от друга (рис. 1). Образование периодической структуры связано с растрескиванием поверхности монокристалла вдоль кристаллических линий на этапе затвердевания расплава [4]. Наблюдаемые микрохолмы формируются в месте пересечения трещин скола. Установлено, что рост микрохолмов возможен исключительно в кислородсодержащей атмосфере при атмосферном давлении. Мы полагаем, что микрохолмы образуются в результате развития гидродинамической неустойчивости Рихтмайера–Мешкова [5], при этом жидкостями с различной плотностью выступают расплавы кремния и его окисел, формирующиеся на поверхности. В изображениях СЭМ при более высоком увеличении была обнаружена нанометровая шероховатость (пористость), которая свидетельствует об окислении поверхности. Исходная поверхность кремниевой пластины покрыта естественным окислом толщиной ~10 нм с характерным размером шероховатости менее 1 нм. Краевой угол смачивания кремния водой составляет 55^o. После лазерного воздействия краевой угол смачивания составляет ~0^o, т. е. подложка становится супергидрофильной.

Второй этап заключается в осаждении фторполимерного покрытия методом HW CVD (химическое газофазное осаждение с активацией на горячем проволочном катализаторе) [6] на поверхность обработанного кремния. Суть метода HW CVD заключается в активации потока газа-предшественника горячим проволочным катализатором с последующим осаждением и полимеризацией образовавшихся свободных радикалов на поверхности подложки. В качестве газа-предшественника использовалась окись гексафторпропилена. Подложки были закреплены на термостатированном при 30 °C подложкодержателе, расположенным на расстоянии 50 мм от активатора. Активатор изготовлен из нихромовой проволоки диаметром 0,5 мм, размером 120х80 мм^2, натянутых с шагом 20 мм друг от друга. Температура активатора во всех экспериментах составляла 670 ^{o}C. Давление газа-предшественника во время процесса осаждения поддерживалось постоянным путем регулирования вентиля откачной системы и составляло 0,5 торр, расход смеси газов составлял 20 см^3/мин. Толщина пленки фторполимера варьировалась по времени осаждения в диапазоне 20–900 с. Выбранный режим осаждения фторполимера на поверхность кремния обеспечивал формирование покрытия, полностью повторяющего рельеф подложки, как на микро-, так и на наномасштабе. При этом на гладком кремнии, не обработанном лазерным излучением, формировалась гладкая пленка фторполимера без разрывов.

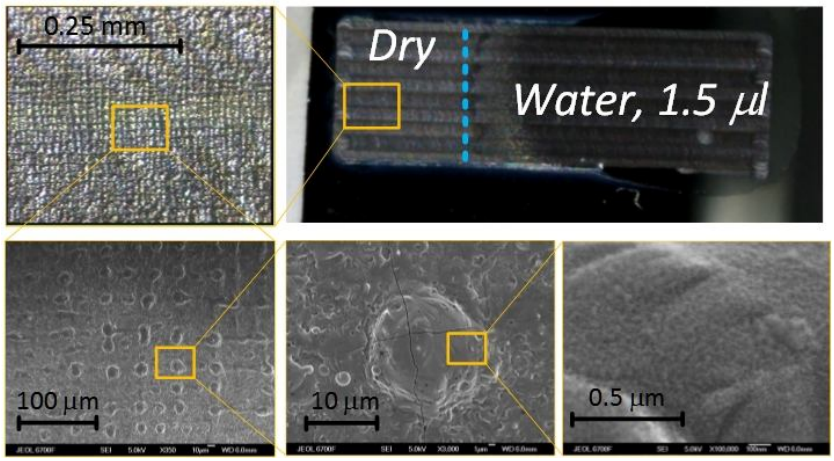


Рис. 1. Снимки поверхности кремния после лазерной обработки с различным увеличением

Зависимости краевого угла смачивания воды от времени осаждения фторполимера для гладких и обработанных лазером кремниевых подложек показаны на рис. 2. В случае исходно гладкой поверхности кремния наблюдается нелинейное увеличение угла контакта воды с толщиной фторполимера. Эта зависимость достигает плато при значении краевого угла 118°, когда время осаждения превышает ~150 с, что соответствует толщине пленки ~35 нм. Этот эффект насыщения обусловлен ограничением действия сил Ван-дер-Ваальса между молекулами воды и подложкой [7]. Предварительная лазерная обработка кремния позволила расширить диапазон краевых углов воды для наших образцов с 55°–118° до ~ 0°–170° (Рис. 3). Плато достигается при вдвое большем времени осаждения фторполимера ~300 с. Это обусловлено утонением пленки, осаждаемой на шероховатую поверхность (шероховатость r = 1.96 [8]) для образца после лазерной обработки. Полученные результаты (рис. 2) хорошо согласуются с теорией Вензеля [9] с учетом того, что толщина фторполимерного покрытия уменьшается пропорционально шероховатости материала для заданного времени осаждения.

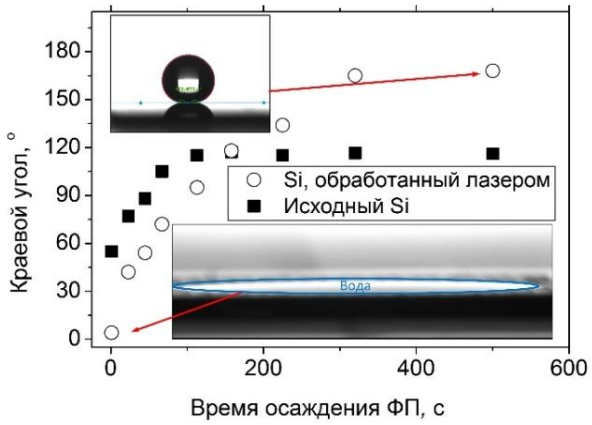


Рис. 2. Зависимость краевого угла смачивания от времени осаждения фторполимерного покрытия

Полученный материал, представляющий собой супергидрофильный подслой, покрытый супергидрофобным покрытием, с краевым углом смачивания ~170^{o} может быть дополнительно функционализован путем локального лазерного удаления фторполимерного покрытия. Это позволяет придавать материалу свойства контрастной смачиваемости с резким пространственным переходом от супергидрофобности к супергидрофильности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (соглашение № 18-79-10119).

Литература

1. Sohel Murshed S. M., Nieto de Castro C. A. A critical review of traditional and emerging techniques and fluids for electronics cooling // Renew. Sustain. Energy Rev. 2017. Vol. 78. P. 821–833.

2. Plawsky J. L. et al. Nano- and Microstructures for Thin-Film Evaporation – A Review // Nanoscale Microscale Thermophys. Eng. 2014. Vol. 18, No. 3. P. 251–269.

3. Wemp C. K., Carey V. P. Tuning superhydrophilic nanostructured surfaces to maximize water droplet evaporation heat transfer performance // J. Heat Transfer. 2018. Vol. 140, No. 10. P. 1–10.

4. Wang X. et al. The interaction and the surface crack of single-crystal silicon induced by a millisecond laser // Laser Phys. 2012. Vol. 22, No. 10. P. 1627–1634.

5. Richtmyer R. D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids // Commun. Pure Appl. Math. 1960. Vol. 13, No. 2. P. 297–319.

6. Safonov A. I. et al. Deposition features and wettability behavior of fluoropolymer coatings from hexafluoropropylene oxide activated by NiCr wire // Thin Solid Films. 2018. Vol. 653. P. 165–172.

7. Rafiee J. et al. Wetting transparency of graphene // Nat. Mater. 2012. Vol. 11, No. 3. P. 217–222.

8. Starinskiy S. V. et al. Transition from superhydrophilic to superhydrophobic of silicon wafer by a combination of laser treatment and fluoropolymer deposition // J. Phys. D Appl. Phys. 2018. Vol. 51. P. 255307.

9. Drelich J. et al. Hydrophilic and superhydrophilic surfaces and materials // Soft Matter. 2011. Vol. 7, No. 21. P. 9804–9828.

УДК 66.017

ПОЛУЧЕНИЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ И ИЗДЕЛИЙ В УСЛОВИЯХ СОЧЕТАНИЯ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СДВИГОВОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ

А. М. Столин, П. М. Бажин

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения им. А. Г. Мержанова РАН, г. Черноголовка, Россия
bazhin@ism.ac.ru.

Важный вопрос развития технологии самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) состоит в изучении возможности прямого получения изделий заданной формы из продуктов горения (в одну технологическую стадию). До недавнего времени, пока главной задачей СВС была разработка новых материалов из порошков тугоплавких соединений, предназначенных для дальнейшей обработки методами порошковой металлургии, достигнутый уровень физико-химического и кинетического понимания сущности СВС представлялся достаточным. Однако при расширении технологических возможностей СВС обнаружилась острая необходимость в дополнении уже накопленных знаний из механики и реологии сплошных и дисперсных сред. Отметим, что до сих пор общие закономерности формования изделий из порошков тугоплавких неорганических соединений в условиях СВС мало изучены.

При получении изделий в одну технологическую стадию возникает ряд общих вопросов и ключевых моментов. Они связаны с исследованиями процесса синтеза материалов в реальных физических и химических условиях, изучением технологических особенностей процесса формования изделий в зависимости от технологических параметров и свойств материала, а также исследованиями материаловедческого характера. Если какое-то звено в комплексе такого рода исследований пропускается, то неизбежно это скажется на конечных свойствах материала и качестве изделий.

В результате проведенных исследований в лаборатории пластического деформирования ИСМАН развито новое научное направление: СВС в условиях сдвигового высокотемпературного деформирования, которое будет способствовать развитию и созданию новых передовых технологий, сочетающих процессы горения с использованием тепла химической реакции и сдвиговое высокотемпературное деформирование, для получения материалов и изделий на основе тугоплавких соединений. Здесь требуется применение самых разнообразных подходов и инструментальных методов: как общеизвестных, так и специфических. На наш взгляд, только такой комплексный междисциплинарный подход обеспечит будущее СВС-изделий. Отсутствие взаимосвязи в исследованиях процессов синтеза материалов и формования изделий может привести к неожиданным последствиям или вызвать огромные затруднения переработки того или иного материала.

В докладе представлены результаты разработки процесса СВС-экструзии для получения длинномерных изделий из хрупких и труднодеформируемых порошков тугоплавких неорганических соединений. Обсуждаются экспериментальные исследования реологического поведения СВС-материалов, их способности к пластическому деформированию в области высоких температур. Представлен обзор экспериментального материала по вопросам формирования структуры и свойств экструдированных СВС-материалов. Освещаются основные аспекты математического моделирования СВС-экструзии и прессования, что явилось ключом к правильному пониманию закономерностей высокотемпературного уплотнения и формования готовых изделий из продуктов горения. Даны примеры практического приложения разработанного метода СВС-экструзии для получения длинномерных изделий из новых многофункциональных материалов: композиционных керамических материалов с наноразмерными элементами структуры, материалов на основе MAX-фазы системы титан–алюминий–углерод, материалов на основе интерметаллидов.

УДК 532.546

О МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ В НАКОПИТЕЛЯХ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ ГРАНУЛИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ГАЗОВОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

С. С. Фецов[1,2], Н. А. Луценко[1,2]

[1]Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток, Россия
[2]Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, Россия

Теплоаккумулирующие материалы (ТАМ) с фазовыми переходами являются перспективным материалом для применения в энергетике и различных областях промышленности, связанных с энергоаккумулированием, так как позволяют повысить плотность запасаемой энергии. Накопители тепловой энергии на основе таких материалов активно применяются в традиционной и возобновляемой энергетике, строительстве, в задачах повышения тепловой защиты и тепловой инертности [1] и используются в качестве как самостоятельных энергоаккумуляторов, так и компонентов более крупных энергетических устройств, например, адиабатических воздушно-аккумулирующих электростанций [2]. Большие перспективы имеют накопители тепловой энергии на основе гранулированных или капсулированных ТАМ с фазовыми переходами, частицы которых за счет плавления и затвердевания поглощают либо возвращают протекающему жидкому или газовому теплоносителю тепловую энергию и при этом не теряют своей целостности.

Для исследования течений газа через слой гранулированного материала с фазовым переходом известны различные модели [3–6]. Особенность таких задач связана с расчетом фазовых переходов – из-за конвективного переноса тепла фазовые превращения переходят не на поверхности, а в протяженной области – двухфазной зоне, поэтому невозможно поставить классическую задачу Стефана [7] и использовать для ее решения соответствующие численные модели [8] даже при постоянной температуре фазового перехода.

Если размеры гранул ТАМ с фазовым переходом малы относительно размеров теплового аккумулятора, то такие материалы можно рассматривать как пористую среду. Процессы в таких объектах близки процессам в пористых средах с источниками энерговыделения. В [9–10] для исследования нестационарных течений газа через пористые объекты с очагами

энерговыделения при заданном перепаде давления на их открытых границах предложены и апробированы математическая модель и численный метод. Модификации этой численной модели используются для изучения фильтрационного горения пористых сред [11].

Настоящая работа посвящена исследованию течений газа в гранулированных ТАМ с фазовыми переходами. Рассматривая тепловые аккумуляторы на основе гранулированных ТАМ как пористые среды, при их моделировании можно использовать методы механики сплошных гетерогенных сред. Используя подход взаимодействующих взаимопроникающих континуумов [12], систему уравнений, описывающую течение газа через гранулированный ТАМ с фазовым переходом, можно записать в следующем виде:

$$(1-a)\rho_c c_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = -\alpha\left(T_c - T_g\right) + (1-a)\lambda_c \Delta T_c - (1-a)\rho_c L \frac{\partial f}{\partial t},$$

$$\rho_g c_{gp}\left(a\frac{\partial T_g}{\partial t} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)T_g\right) = \alpha\left(T_c - T_g\right) + a\lambda_g \Delta T_g, \qquad a\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla\cdot\left(\rho_g \mathbf{u}\right) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{1+(1-a)\chi}{a^2}\rho_g\left(a\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u}\right) = -\nabla p - \frac{\mu}{k_1}\mathbf{u} - \rho_g k_2 |\mathbf{u}|\mathbf{u},$$

$$p = \rho_g R T_g, \qquad \mu = c_{s1}\frac{T_g^{1.5}}{c_{s2}+T_g}, \qquad f = \begin{cases} 0, & T_c < T_{melt} \\ [0..1], & T_c = T_{melt} \\ 1, & T_c > T_{melt} \end{cases}.$$

Фазовый переход в (1) учитывается в дополнительном слагаемом правой части уравнения энергии ТАМ, представляющем выделение/поглощение энергии пропорциональное скорости изменения функции f – доли жидкой фазы ТАМ.

Газ заходит в объект с известной температурой и заданным либо массовым расходом, либо давлением; на выходе известно давление газа. На входе, выходе и непроницаемых боковых стенках известны условия теплообмена. Краевые условия для системы (1) можно записать следующим образом:

$$Q\big|_{\Gamma_{inp}} = Q_{inp}, \text{или } p\big|_{\Gamma_{inp}} = p_{inp} \qquad T_g\big|_{\Gamma_{inp}} = T_{inp}, \qquad p\big|_{\Gamma_{out}} = p_{out} \qquad (\mathbf{n}\cdot\nabla)T_c\big|_{\Gamma_{inp}\cup\Gamma_{out}} = 0,$$

$$(\mathbf{n}\cdot\nabla)T_g\big|_{\Gamma_{out}\cup\Gamma_{wall}} = 0, \qquad -\lambda_c(\mathbf{n}\cdot\nabla)T_c\big|_{\Gamma_{wall}} = \beta\left(T_c\big|_{\Gamma_{wall}} - T_\infty\right), \qquad (\mathbf{n}\cdot\mathbf{u})\big|_{\Gamma_{wall}} = 0. \tag{2}$$

Для решения системы (1) с условиями (2) разработан численный метод, основанный на методе конечных разностей и подробно описанный в [13]. Проведенное сравнение результатов вычислений с экспериментальными данными из работ [4, 14] показывает хорошее совпадение расчетов с экспериментом [13, 15].

Исследование влияния сжимаемости газа при моделировании гранулированных теплоаккумулирующих материалов с фазовым переходом показало, что пренебрежение сжимаемостью газа при моделировании не гарантирует оценку сверху или снизу для реального времени процесса, так как возникающие при этом отклонения времен полного плавления ТАМ и полного нагрева слоя могут менять знак в зависимости от параметров задачи [16]. В случае заданного перепада давления на открытых границах объекта отклонения времен полного плавления ТАМ и полного нагрева слоя возрастают с увеличением разности давлений или толщины слоя, а также с уменьшением его проницаемости. Если задана скорость фильтрации газа на входе, зависимости указанных отклонений от скорости, проницаемости и толщины

слоя могут быть близки к периодическим. Значения отклонений уменьшаются с увеличением температуры газа на входе или с уменьшением удельной теплоты фазового перехода ТАМ.

Исследование распространения двухфазной зоны в тепловых аккумуляторах с гранулированным плавящимся ТАМ при наличии оттока тепла через боковые стенки показало, что наличие боковых теплопотерь при зарядке аккумулятора приводит к замедлению плавления у боковых стенок относительно центральной части аккумулятора и к искривлению границ двухфазной зоны [17]. Разница между скоростями плавления у стенок и в центральной части возрастает не только с увеличением интенсивности теплопотерь, но и с уменьшением теплопроводности ТАМ.

Рассмотрим далее течение газа при заданном массовом расходе через тепловой аккумулятор, две боковые стенки которого параллельны, а две другие им перпендикулярны, но сужаются в средней части объекта так, что поверхность выхода в два раза меньше поверхности входа, и сравним его со случаем аккумулятора того же объема, но с прямыми боковым стенками. На рис. 1 изображен пример распределения температуры ТАМ для двух указанных конфигураций объекта. Видно, что при сужении стенок нагрев около них отстает от центральной части объекта, из-за чего увеличивается время зарядки относительно теплового аккумулятора с прямыми стенками. Аналогично происходит и при охлаждении нагретого ТАМ – более медленное охлаждение около сужающихся стенок приводит к увеличению общего времени зарядки по сравнению с тепловым аккумулятором с прямыми стенками.

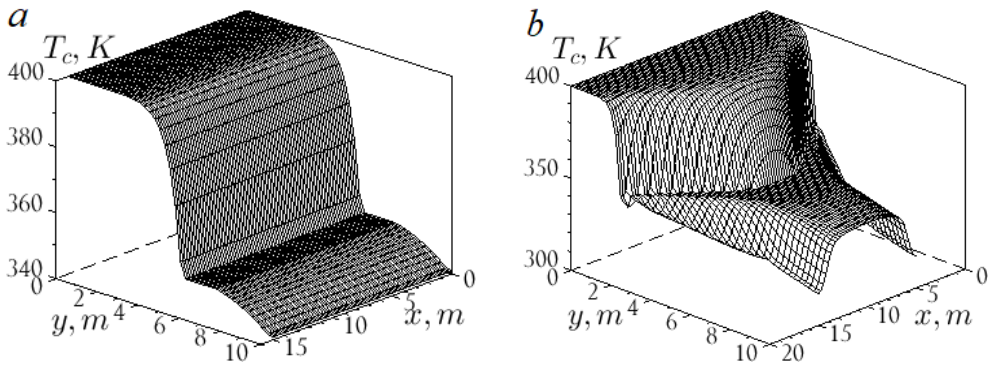


Рис. 1. Пример распределения температуры ТАМ в аккумуляторе с прямыми боковыми стенками (*а*) и с плавно сужающимися – (*б*)

Введем коэффициент накопления, определяемый как отношение накапливаемой в объекте энергии к энергии поступающей, который вычисляется следующим образом:

$$\eta = \frac{-\left(\int_{\Gamma_{inp}} \rho_g \mathbf{u}\cdot\mathbf{n} T_g d\sigma + \int_{\Gamma_{out}} \rho_g \mathbf{u}\cdot\mathbf{n} T_g d\sigma\right)}{\int_{\Gamma_{inp}} \rho_g \mathbf{u}\cdot\mathbf{n}\left(T_g - T_{init}\right) d\sigma}.$$

На рис. 2, *а* изображен пример зависимостей η от времени при зарядке аккумулятора для двух описанных конфигураций. Видно, что коэффициент накопления убывает, при этом кривые пересекаются несколько раз, т. е. некоторые значения коэффициента накопления могут достигаться быстрее в объекте с сужающимися стенками. В то же время полная зарядка происходит быстрее в объекте с прямыми стенками. На рис. 2, *б* изображено уменьшение со временем накопленной энергии в аккумуляторе при его разрядке, определяемой следующим интегралом по объему: $E = \int_V (1-a)\rho_c \left(c_c\left(T_c - T_{init}\right) + Lf\right) dV$. Видно, что более быстрая разрядка также соответствует объекту с прямыми стенками, хотя большая часть энергии выходит из обоих аккумуляторов за примерно одинаковое время.

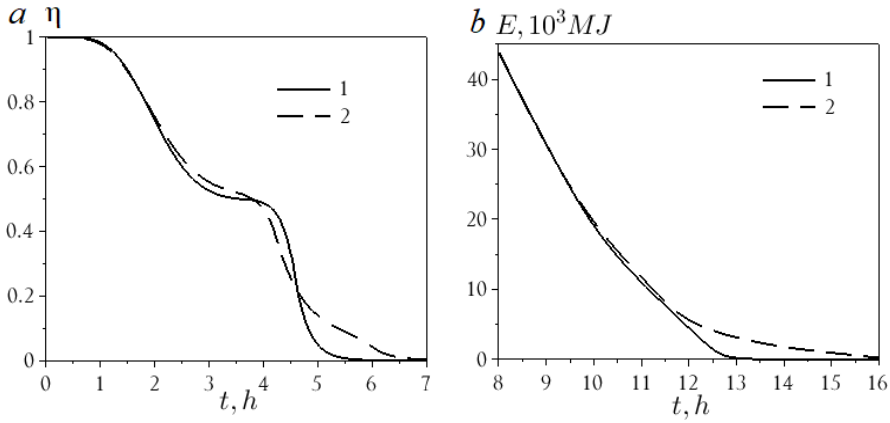


Рис. 2. Пример изменения со временем коэффициента накопления при зарядке теплового аккумулятора (*а*) и энергии при разрядке в аккумуляторе (*б*) с боковыми стенками: 1 – прямыми, 2 – плавно сужающимися

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 22-29-01129).

Обозначения

a – пористость; c – удельная теплоемкость, Дж/кг·К; c_{s1} – постоянная в формуле Сазерленда, Па·с/√К; c_{s2} – постоянная в формуле Сазерленда, К; f – доля жидкой фазы в ТАМ; g – ускорение силы тяжести, м/с^2; k_1 – проницаемость гранулированного ТАМ, м^2; k_2 – квадратичный коэффициент инерционных потерь, м$^{-1}$; L – удельная теплота плавления ТАМ, Дж/кг; p – давление газа, Па; Q – массовый расход газа, кг/с; R – газовая постоянная, Дж/кг·К; T – температура среды, К; t – время, с; **u** – скорость фильтрации газа, м/с; α – постоянная, определяющая интенсивность теплообмена между газом и ТАМ, Вт/К·м^3; β – коэффициент теплоотдачи, Вт/К·м^2; Г – граница аккумулятора; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/К·м; μ – коэффициент динамической вязкости газа, Па·с; ρ – плотность, кг/м^3; χ – коэффициент, учитывающий инерционное взаимодействие сред при их ускоренном взаимном движении. Индексы: *g* – газ; *c* – ТАМ; *p* – при постоянном давлении; *melt* – плавление; *inp* – вход в объект; *out* – выход из объекта; *wall* – боковая стенка объекта, *init* – в начальный момент времени.

Литература

1. Zalba S., Marin J. M. Gabeza L. F. and Mehling H. Review of thermal energy storage with phase change: materials, heat transfer analysis and applications // Appl. Therm. Eng. 2003. Vol. 23. P. 251–283.

2. Ольховский Г. Г., Казарян В. А., Столяревский А. Я. Воздушно-аккумулирующие газотурбинные электростанции (ВАГТЭ). Ижевск: ИКИ, 2011. – 360 с.

3. Nagano K., Takeda S., Mochida T. and Shimakura K. Thermal characteristics of a direct heat exchange system between granules with phase change material and air // Appl. Therm. Eng. 2004. Vol. 24. P. 2131–2144.

4. Rady M. Granular phase change materials for thermal energy storage: Experiments and numerical simulations // Appl. Therm. Eng. 2009. Vol. 29. P. 3149–3159.

5. Peng H., Li R., Ling X. and Dong H. Modeling on heat storage performance of compressed air in a packed bed system // Appl. Energy. 2015. Vol. 160. P. 1–9.

6. Теплицкий Ю. С., Рослик А. Р. О нестационарных процессах теплопереноса в слое мелкодисперсных капсул при наличии фазового перехода // ИФЖ. 2015. Т. 88, № 6. С. 1297–1306.

7. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.

8. Самарский А. А., Вабищевич П. Н. Вычислительная теплопередача. М.: Едиториал УРСС, 2003. – 784 с.

9. Левин В. А., Луценко Н. А. Течение газа через пористую тепловыделяющую среду при учете температурной зависимости вязкости газа // ИФЖ. 2006. Т. 79, № 1. С. 35–40.

10. Луценко Н. А. Численное моделирование трехмерных нестационарных течений газа через пористые объекты с источниками энерговыделения // Вычислительная механика сплошных сред. 2016. Т. 9, № 3. С. 331–344.

11. Левин В. А., Луценко Н. А. Двумерные течения газа при гетерогенном горении твёрдых пористых сред // Докл. РАН. 2017. Т. 476, № 1. С. 30–34.

12. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. – 336 с.

13. Lutsenko N. A., Fetsov S. S. Numerical model of time-dependent gas flows through bed of granular phase change material // Int. J. Comput. Methods. 2019. P. 1950010.

14. Izquierdo-Barrientos M. A., Sobrino C. and Almendros-Ibanez J. A. Thermal energy storage in a fluidized bed of PCM // Chem. Eng. J. 2013. Vol. 230. P. 573–583.

15. Левин В. А., Луценко Н. А., Фецов С. С. Моделирование движения газа через слой гранулированного теплоаккумулирующего материала с фазовым переходом // Докл. РАН. 2018. Т. 479, № 4. С. 386–389.

16. Lutsenko N. A., Fetsov S. S. Influence of gas compressibility on gas flow through bed of granular phase change material // Int. J. of Heat Mass Trans. 2019. Vol. 130. P. 693–699.

17. Fetsov S. S. On two-dimensional gas flows through granular phase change material // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1268. P. 012070.

УДК 536.46+534.29

НОВЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА АДИАБАТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СВС НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ ТУГОПЛАВКИХ СОЕДИНЕНИЙ НА ОСНОВЕ CALPHAD-ПОДХОДА

Б. Б. Хина

Физико-технический институт НАН Беларуси, г. Минск

Термодинамический расчет адиабатической температуры горения T_{ad} широко применяется в теории и практике СВС для оценки возможности протекания процесса и служит предварительным этапом для создания математических моделей процессов фазо- и структурообразования.

Для простейшего случая, когда протекает одна экзотермическая реакция, величину T_{ad} оценивают из условия баланса энтальпии в приближении полного завершения реакции. Для многофазных систем значение T_{ad} и равновесный состав при T_{ad} рассчитывают по компьютерным программам (например, ИСМАН-ТЕРМО [1], АСТРА-4 [2] и Terra), которые выполняют поиск состояния системы, отвечающего минимуму энергии Гиббса G, с использованием термодинамических баз данных (ТБД). Недостаток такого подхода состоит в том, что все ТБД, основанные на справочной литературе, содержат только стехиометрические соединения, которым приписывается точная химическая формула, например, NiAl, TiC, TiB_2. Однако многие соединения, получаемые методом СВС, имеют область гомогенности, в пределах которой энтальпия H изменяется на 20–40%; то же относится и к расплавам, существующим в зоне реакции волны СВС.

В связи с этим целью работы является создание нового метода расчета величины T_{ad} с использованием CALPAD-подхода (CALculation of PHAse Diagrams) [3] на примере классических бинарных СВС-систем Ti–B и Ti–C.

Суть метода состоит в одновременном расчете фрагмента диаграммы состояния из условия равенства химических потенциалов (μ) компонентов в контактирующих фазах и величины T_{ad} из условия баланса энтальпии системы при данном исходном составе x^i_{Nm} (в атомных долях), где $Nm \equiv$ B,C – неметаллический реагент. Конкретный вид уравнений зависит от того, в какую область диаграммы состояния попадает точка с координатами $[x^i_{Nm}, T_{ad}]$.

Так, для двухфазной области "расплав Ti–B (l) – тугоплавкая фаза TiB_2" условие равновесия фаз записывается как

$$\begin{cases} \mu_B^l\left(x_B^{(0)l}, T_{ad}\right) = \mu_B^{TiB_2}\left(x_B^{(0)TiB_2}, T_{ad}\right), \\ \mu_{Ti}^l\left(x_B^{(0)l}, T_{ad}\right) = \mu_{Ti}^{TiB_2}\left(x_B^{(0)TiB_2}, T_{ad}\right), \end{cases} \tag{1}$$

а условие баланса энтальпии имеет вид

$$x_B^i H_B^\beta(T_0) + (1 - x_B^i) H_{Ti}^{hcp}(T_0) = X_l(T_{ad}) H_l(x_B^{(0)l}, T_{ad}) + X_{TiB_2}(T_{ad}) H_{TiB_2}(x_B^{(0)TiB_2}, T_{ad}), \tag{2}$$

где мольные доли жидкой фазы и TiB_2 (X_l и X_{TiB_2}) при данной температуре определяются по правилу рычага

$$X_l = \left(x_B^{(0)TiB_2} - x_B^i\right)/d, \quad X_{TiB_2} = \left(x_B^i - x_B^{(0)l}\right)/d, \quad d = x_B^{(0)TiB_2} - x_B^{(0)l}. \tag{3}$$

В уравнениях (1)–(3) $x_B^{(0)l}$ и $x_B^{(0)TiB_2}$ – равновесные концентрации бора в расплаве и фазе TiB_2 при данной температуре, H_l и H_{TiB_2} – энтальпии расплава и фазы TiB_2 равновесных составов при T_{ad}, H_B^β и H_{Ti}^{hcp} – стандартные энтальпии бора (β-модификация) и ГПУ(fcc)-титана при исходной температуре T_0 (298 K).

Химический потенциал i-го компонента фазы φ определяется из ее энергии Гиббса G_φ с помощью уравнения

$$\mu_i^\varphi = \left.\frac{\partial G_\varphi}{\partial N_i}\right|_{p,T,N_j,j\neq i} = G_\varphi + \sum_{j=2}^{k}\left(\delta_{ij} - x_j\right)\frac{\partial G_\varphi}{\partial x_j}, \tag{4}$$

где N_i – число молей i-го компонента, k – число компонентов (i = 1 соответствует основе сплава), δ_{ij} – символ Кронекера.

В рамках CALPAD-подхода энергия Гиббса и энтальпия бинарного расплава Ti–B, Ti–C в расчете на 1 моль описываются моделью регулярного раствора

$$\begin{gathered} G_l = x_{Nm} G_{Nm}^l + x_{Ti} G_{Ti}^l + H_{ex}^l + RT\left(x_{Nm}\ln x_{Nm} + x_{Ti}\ln x_{Ti}\right), \\ H_l = x_{Nm} H_{Nm}^l + x_{Ti} H_{Ti}^l + H_{ex}^l, \end{gathered} \tag{5}$$

где G^l_i и H^l_i – энергия Гиббса и энтальпия чистого компонента i в фазовом состоянии φ (здесь $\varphi \equiv l$), которые определяются на основе базы данных SGTE [4].

Избыточная энтальпия смешения бинарного расплава описывается полиномом Редлиха–Кистера–Муггиану [3]:

$$H_{ex}^{l} = x_{Nm}x_{Ti}L_{NmTi}^{l}, \quad L_{NmTi}^{l} = \sum_{n} {}^{n}L_{NmTi}^{l}\left(x_{Nm} - x_{Ti}\right)^{n}, \quad n \geq 0, \tag{6}$$

где ${}^{n}L_{ATi}^{l}$ – параметры парного взаимодействия, зависящие от температуры.

Фазы внедрения TiB_2, TiB и TiC, которые имеют область гомогенности и состоят из двух подрешеток, описываются моделью Хиллерта-Стэффансона [3]; конкретный вид модели связан со структурой фазы.

Для фазы TiB_2 используется структурная модель $(Ti_{y'_{\mathrm{Ti}}}B_{y'_{\mathrm{B}}})_1(B_{y''_{\mathrm{B}}}Ti_{y''_{\mathrm{Ti}}})_2$, где y'_i и y''_i, $i \equiv$ $\equiv$ B,Ti означают доли атомов сорта i в первой ($'$) и второй ($''$) подрешетках [5]. Тогда на 1 моль данной формульной единицы

$$\begin{gathered} G_{TiB_2} = G_{ref} + H_{ex} + RT\left[\left(y'_{Ti}\ln y'_{Ti} + y'_{B}\ln y'_{B}\right) + 2\left(y''_{Ti}\ln y''_{Ti} + y''_{B}\ln y''_{B}\right)\right], \\ H_{TiB_2} = H_{ref} + H_{ex}, \\ G_{ref} = y'_{Ti}y''_{B}G_{Ti:B} + y'_{B}y''_{Ti}G_{B:Ti} + y'_{Ti}y''_{Ti}G_{Ti:Ti} + y'_{B}y''_{B}G_{B:B}, \\ H_{ex} = y'_{Ti}y'_{B}y''_{B}L_{Ti,B:B} + y'_{Ti}y'_{B}y''_{Ti}L_{Ti,B:Ti} + y'_{Ti}y''_{B}y''_{Ti}L_{Ti:B,Ti} + y'_{B}y''_{B}y''_{Ti}L_{B:B,Ti}, \end{gathered} \tag{7}$$

где знак ":" разделяет подрешетки, а знак "," – атомы в одной подрешетке.

Величина H_{ref} определяется из G_{ref} с помощью соотношения

$$H = G - T\left(\partial G/\partial T\right). \tag{8}$$

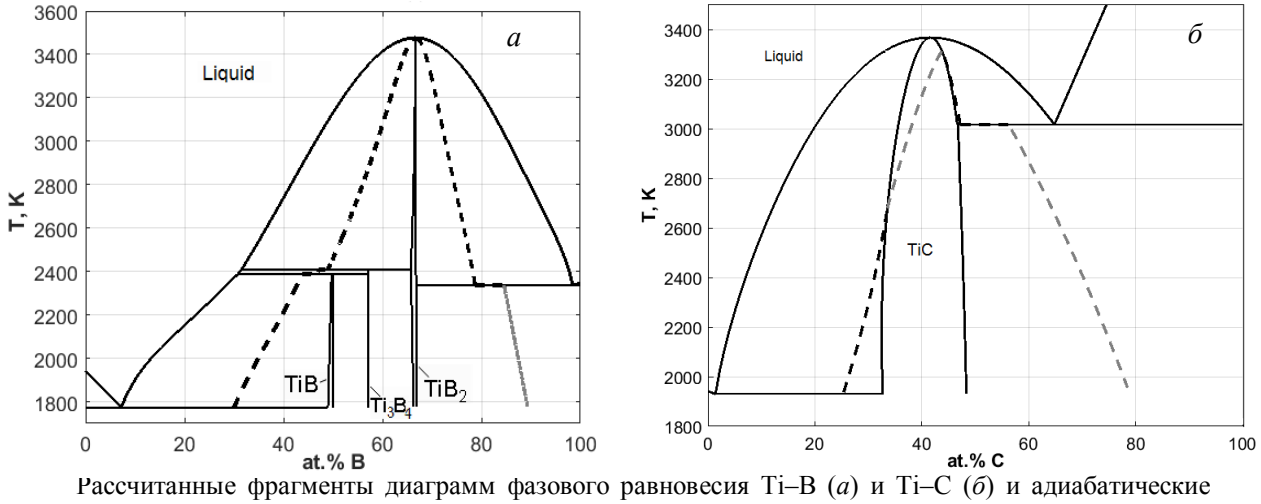
Фаза TiB описывается структурной моделью $(Ti)_1(B_{y_{\mathrm{B}}}Ti_{y_{\mathrm{Ti}}})_1$, и на формульную единицу имеем [5]

$$\begin{gathered} G_{TiB} = G_{ref} + H_{ex} + RT\left(y_B\ln y_B + y_{Ti}\ln y_{Ti}\right), \quad G_{ref} = y_B G_{Ti:B} + y_{Ti}G_{Ti:Ti}, \\ H_{TiB} = H_{ref} + H_{ex}, \quad H_{ex} = y_B y_{Ti}\,{}^{0}L_{Ti:B,Ti}. \end{gathered} \tag{9}$$

Фаза Ti_3B_4 рассматривается как стехиометрическое соединение [5].

Фаза TiC описывается структурной формулой $(Ti)_1(C_{y''_{\mathrm{C}}}, Va_{y''_{\mathrm{Va}}})_1$, где Va – вакансии в подрешетке углерода [6], и для нее

$$\begin{gathered} G_{TiC} = G_{ref} + H_{ex} + RT\left(y''_C\ln y''_C + y''_{Va}\ln y''_{Va}\right), \quad H_{TiC} = H_{ref} + H_{ex}, \\ G_{ref} = y''_C G_{Ti:C} + y''_{Va}G_{Ti:Va}, \quad H_{ex} = y_C y_{Va}L_{Ti:C,Va}. \end{gathered} \tag{10}$$



Рассчитанные фрагменты диаграмм фазового равновесия Ti–B (*а*) и Ti–C (*б*) и адиабатические температуры СВС T_{ad} (штриховые линии)

Для численного моделирования использованы значения параметров, приведенные в работах по расчету диаграмм состояния Ti–B [5, 6] и Ti–C [6]. Результаты представлены на рисунке. В системе Ti–B адиабатическая температура лежит в двухфазной области между линиями ликвидус и солидус, т. е. фазообразование может протекать за счет кристаллизации высокотемпературного расплава. В системах Ti–B и Ti–C имеются области (серые пунктирные линии на рисунке), в которых теоретически возможно чисто твердофазное взаимодействие при малых размерах частиц титана [7].

Литература

1. Shiryaev A. Thermodynamics of SHS processes: An advanced approach // Int. J. SHS. 1995. Vol. 4, No. 4. P. 351–362.

2. Ватолин Н. А., Моисеев Г. К., Трусов Б. Г. Термодинамическое моделирование в высокотемпературных неорганических системах. М.: Металлургия, 1994.

3. Lukas H. L., Fries S. G., and Sundman B. Computational Thermodynamics: The Calphad Method. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2007.

4. Dinsdale A. T. SGTE data for pure elements // Calphad. 1991. Vol. 15. P. 317–425.

5. Witusiewicz V. T., Bondar A. A., Hecht U. et al. The Al-B-Nb-Ti system. I. Reassessment of the constituent binary systems B-Nb and B-Ti on the basis of new experimental data // J. Alloys Compounds. 2008. Vol. 448. P. 185–194.

6. Frisk K. A revised thermodynamic description of the Ti-C system // Calphad. 2003. Vol. 27, No. 4. P. 367–373.

7. Khina B. B., Formanek B., and Solpan I. Limits of applicability of the "diffusion-controlled product growth" kinetic approach to modeling SHS // Phys. B: Cond. Matter. 2005. Vol. 355. P. 14–31.

УДК 519.6:535.2:536.3

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГЕТЕРОГЕННЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ КВАРЦЕВЫХ И МУЛЛИТОКОРУНДОВЫХ ВОЛОКОН

В. В. Черепанов, О. М. Алифанов

Московский авиационный институт (НИУ), г. Москва, Россия

Ультрапористые волокнистые материалы уже давно используются для тепловой защиты наиболее теплонагруженных элементов конструкций и узлов аэрокосмических летательных аппаратов. Однако к современным перспективным материалам предъявляются значительно более высокие требования. Они должны обладать высокой жаропрочностью (не менее 1700 ^{o}C), термостойкостью (выдерживать значительное число циклов нагревания и охлаждения), химической стойкостью, прежде всего, к окислению. Высокотемпературные композиционные материалы на основе супертонких волокон из оксидов SiO_2, Al_2O_3, TaO_2, ZrO_2, MgO широко применяются и исследуются для решения проблем теплозащиты. Муллитокорундовое волокно обладает высокой термической и химической стойкостью, гибкостью и относительно невысокой массовой плотностью 230–290 кг/м^3 [1]. Волокна этого типа состоят из оксидов алюминия и кремния с процентным соотношением Al_2O_3:SiO_2=80:20 и формируются

по следующей схеме $3\delta - Al_2O_3 + 2SiO_2$ (аморфный) $\rightarrow 3(Al_2O_3)\cdot 2(SiO_2)$ (муллит, шпинель), где δ – одна из фаз Al_2O_3 .

Характеристическое отношение *l/d* длины волокон этого типа к их диаметру может варьироваться в диапазоне от 100 до 500, что позволяет создавать из них нетканые гибкие материалы. Это обстоятельство является весьма существенным в связи с необходимостью качественной облицовки и теплозащиты в аэрокосмических аппаратах поверхностей и изделий сложной формы. Для этих целей были разработаны гибкие материалы в виде матов различной толщины, с рабочей температурой до 1750 ^oC. Это материалы ВТИ – 19, 16, 16У, 20, 21 с массовой плотностью 100, 130, 180, 200, 300 кг/м^3 и радиусом изгиба 140, 140, 400, 350 и 350 мм соответственно [2], а также градиентные материалы на их основе [3].

Поскольку рецептуры традиционно определяются изготовителями материалов опытным путем, наличие альтернативных оптимальных составов обычно не исследуется. Кроме того, многие важные, но трудно определяемые физические свойства материалов остаются вне поля внимания разработчиков. Это утверждение, к сожалению, справедливо по отношению ко многим перспективным материалам. Глобальная неравномерность, неоднородность и анизотропия гетерогенных волокнистых материалов существенно сужают круг возможных подходов к математическому моделированию их структуры и свойств. В то же время такие системы локально регулярны [4, 5]. Это позволяет выделить в системе представительные элементы, описывать локальные процессы с их участием и на этой основе рассчитывать весьма широкий комплекс физических свойств материала в целом [6–11].

Подобный имитационный подход к моделированию гетерогенных легких высокопористых материалов на основе стохастической системы регулярных представительных элементов, развит в работах [5, 6, 11] и до сих пор практически не имеет альтернативы по своим возможностям и точности. Основные принципы построения созданных в его рамках математических моделей указанного типа заключаются в следующем:

- Материал заменяется стохастической системой ортогональных представительных элементов, которые последовательно генерируются и обрабатываются.
- Характеристики каждого нового представительного элемента, эффективной среды, которая окружает его фрагменты, определяются с учетом свойств ранее сгенерированной последовательности элементов.
- При расчетах учитывается эффективная массовая плотность, анизотропия и статистические закономерности структуры материала, физические свойства образующих его основу веществ.
- Конвекцией, наличием мембран, любых инородных включений в поры пренебрегаем.
- Оптические свойства материала должны удовлетворять фундаментальным соотношениям Крамерса-Кронига [12].
- Радиационная теплопроводность рассчитывается в диффузно-транспортном приближении, в котором спектральные оптические коэффициенты поглощения и рассеяния определяются из математической модели локальных спектральных свойств.
- Представительные элементы освещаются независимо, но с учетом возможной анизотропии излучения. Для этого могут применяться как решения кинетических задач переноса излучения, так и модельные зависимости.
- Взаимодействие фрагментов материала с электромагнитным излучением описывается в рамках теории Ми и ее следствий [12], в которые могут вноситься поправки на кооперативные эффекты при рассеянии [5].

Данный подход открывает широкие возможности для специалистов, работающих в области математического материаловедения. В качестве исследуемых была выбрана группа высокопористых композиционных материалов на основе волокон аморфного кварца и муллита. Поскольку с ростом числа компонент композита объем исходных данных для его мате-

матической модели, очевидно, увеличивается, в используемых методах, моделях и программах их число было оптимально снижено. Кроме того, исходные данные модели были адаптированы к тому широкому спектру информации о физических свойствах, которые ввиду развития интернет-технологий оказываются доступными для все более широкого круга чистых веществ. Разработанные инструменты подтвердили свою работоспособность и эффективность при исследовании гетерогенных ультрапористых волокнистых высокотемпературных композитов. Определены ключевые параметры, влияющие на электро- и теплофизические свойства таких материалов.

Наиболее значимые результаты проведенных исследований представлены в докладе, некоторые из них приводится ниже. Так, на рис. 1, 2 показаны температурные зависимости ряда физических свойств муллитокорундового волокнистого композита в воздухе при нормальном давлении. Представленные результаты относятся к материалу с соотношением объемных долей волокон аморфный SiO_2:муллит = 2:8, эффективной массовой плотностью ρ_{ex} = = 100 кг/м^3. В расчетах применялась модель анизотропии излучения, заданная распределением Хеньи–Гринстейна с параметром μ_{HG} = 0.35, который, как было установлено [5], в наилучшей степени характеризовал анизотропию излучения в таких близких по топологии к рассматриваемым композитам мономатериалах как ТЗМК – 10,25.

На рис. 1 индексы теплопроводностей Σ, c, r, g и p относятся соответственно к полной теплопроводности, ее кондуктивной, радиационной, газовой компонентам и теплопроводности эффективной среды.

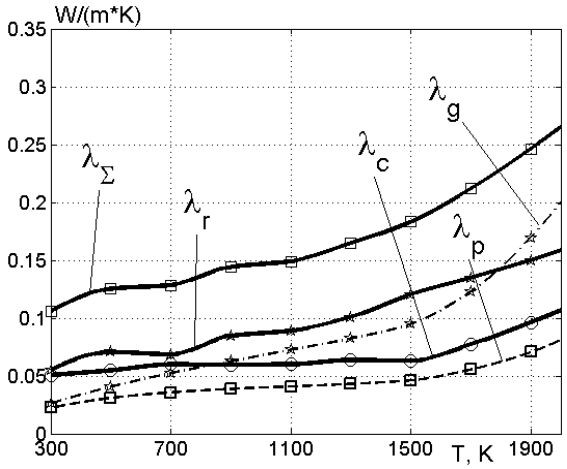


Рис. 1. Зависимость от температуры различных теплопроводностей волокнистого материала с плотностью ρ_{ex} = 100 кг/м^3 и соотношением волокон аморфный кварц:муллит = 2:8. Воздух, атмосферное давление

Температурные зависимости некоторых эффективных электрооптических свойств этого же материала представлены на рис. 2. На этом рисунке ε, ρ – относительная диэлектрическая проницаемость и удельное электрическое сопротивление материала, там же показана длина волны излучения λ_m из закона смещения Вина.

Проведенные исследования также позволили сделать определенные выводы и сформулировать конкретные рекомендации технологического плана. В частности, они подтвердили, что предложенная разработчиком [2] группа материал с соотношением объемных долей аморфный кварц:муллит = 2:8, состав которой был установлен опытным путем, действительно является оптимальной по отношению к полной теплопроводности подобных структур в воздушной атмосфере. Однако удалось установить, что и ее свойства могут быть улучшены в отношении тех или иных критериев эффективности. Так, было показано, что для снижения полной теплопроводности в вакууме диаметры волокон материалов целесообразно заметно увеличить (в частности, до 50% для T = 1300 К).

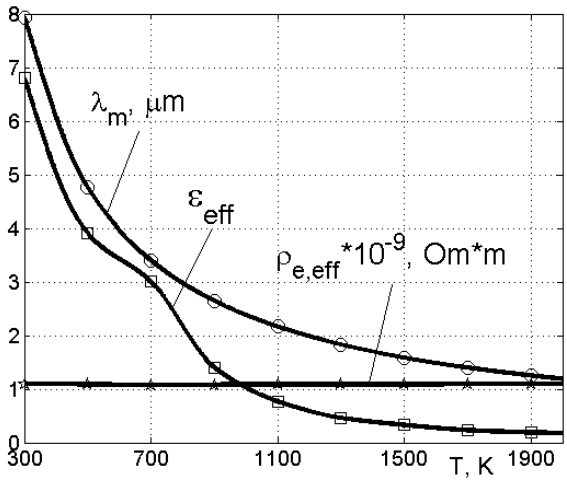


Рис. 2. Зависимость от температуры эффективных электрических свойств волокнистого материала плотностью ρ_{ex} = 100 кг/м^3 и соотношением волокон аморфный кварц:муллит = 2:8. Воздух, атмосферное давление

Подобный теоретический анализ эффективно корректирует рецептуры и уменьшает количество изготавливаемых опытных партий, существенно снижает стоимость, время разработки наиболее оптимальных вариантов и перехода к выпуску новых материалов в промышленных масштабах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант 18-19-00492.

Литература

1. Каблов Е. А., Щетанов Б. В., Ивахненко Ю. А., Балинова Ю. А. Перспективные армирующие высокотемпературные волокна для металлических и керамических композиционных материалов // Авиационные материалы и технологии. ВИАМ-М. 2005. № 2.

2. Каблов Е. Н., Ивахненко Ю. А., Бабашов В. Г., Беспалов А. С., Бондаренко А. С., Истомин А. В. Гибкий теплозвукоизоляционный волокнистый материал низкой плотности. Пат. на изобретение RUS 2641495 01.11.16.

3. Бабашов В. Г., Ивахненко Ю. А., Варрик Н. М., Луговой А. А. Волокнистый градиентный керамический материал // Новости материаловедения. Наука и техника. 2017. Т. 26, № 2. С. 19–26.

4. Sampson W.W. Modelling Stochastic Fibrous Materials with Mathematica. Chemical Vapor Deposition. Springer-Verlag London Limited, 2009.

5. Алифанов О. М., Черепанов В. В. Методы исследования и прогнозирования свойств высокопористых теплозащитных материалов. М.: МАИ, 2014.

6. Alifanov O. M., Cherepanov V. V. Mathematical simulation of high-porosity fibrous materials and determination of their physical properties // High Temperature. 2009. Vol. 47, No. 3. P. 438–447.

7. Tahir M. A., Tafreshi H. V., Hosseini S. A., Pourdeyhimi B. Modeling the role of microstructural parameters in radiative heat transfer through disordered fibrous media // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53, No. 21–22. P. 4629–4637.

8. Daryabeigi K., Cunnington G. R., Knutson J. R. Combined heat transfer in high-porosity high-temperature fibrous insulation: Theory and experimental validation // J. of Thermophysics and Heat Transfer. 2011. Vol. 25, No. 4. P. 536–546.

9. Liu S., Chen W., Zhang Y. Design optimization of porous fibrous material for maximizing absorption of sounds under set frequency bands // Applied Acoustics. 2014. Vol. 76. P. 319–328.

10. Palakurthi N. K., Konangi S., Ghia U., Comer K. Micro-scale simulation of unidirectional capillary transport of wetting liquid through 3D fibrous porous media: Estimation of effective pore radii // Int. J. of Multiphase Flow. 2015. Vol. 77. P. 48–57.

11. Cherepanov V. V., Alifanov O. M., et al. Interaction of radiation with orthogonal representative elements of highly porous materials // Applied Mathematical Modelling. 2016. Vol. 40, No. 5-6. P. 3459–3474.

12. Черепанов В. В., Щурик А. Г., Миронов Р. А. Оптические свойства отечественного стеклоуглерода для тепловых приложений // Тепловые процессы в технике. 2018. Т. 10, № 7-8. С. 317–327.

УДК 536.35:62-405.8; 621.375

ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН В МИНИКАНАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ ОХЛАЖДЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ

Ю. И. Шанин

Научно-исследовательский институт научно-производственное объединение «Луч», г. Подольск, Россия
syi@luch.com.ru

На практике с помощью теплообменников с мини- и микроканалами требуется отвести большие тепловые потоки в ограниченном объеме. По градации каналов, приведенной в [1], каналы систем охлаждения (СО) лазерных зеркал являются миниканалами, так как их гидравлический диаметр лежит в диапазоне $0.2 < d_г < 3$ мм.

В гладких полированных каналах из стекла, кремния и плавленого кварца в ламинарной области течения результаты по гидравлическому сопротивлению согласуются с формулой Хагена–Пуазейля вплоть до чисел Рейнольдса $\mathrm{Re} = 2 \cdot 10^3$ [2]. Экспериментальные данные, полученные в [3] при течении воды в трубках из нержавеющей стали с технической шероховатостью с диаметрами 0.17–0.52 мм, начинали превышать расчетные при $\mathrm{Re} > 900$–1500 вплоть до перехода к турбулентному режиму.

Теплообмен в мини- и микроканалах по сравнению с обычными условиями в трубах характеризуется рядом отличительных особенностей [4]. При одностороннем тепловом потоке в прямоугольном канале по его периметру реализуются неоднородные тепловые граничные условия. Существенное влияние на теплоотдачу могут оказать геометрические параметры расположения каналов в микроканальной структуре, а также соотношение между теплофизическими свойствами теплоносителя и матрицы. В настоящее время отсутствует единообразное определение коэффициента теплоотдачи в микроканальных структурах, и поэтому наблюдается большой разброс экспериментальных данных. По утверждению авторов [4] для детального анализа конвективно-кондуктивного теплообмена в блоке прямоугольных мини- и микроканалов необходимо численное решение сопряженной трехмерной задачи теплопереноса в теплоносителе и каркасе всего блока каналов с учетом переменности физических свойств жидкости. Особое внимание следует уделять способам обработки и представления экспериментальных данных по теплообмену.

В реальных СО лазерных зеркал, подходящих под определение миниканальных СО, могут реализовываться все три режима течения теплоносителя: от ламинарного через переходное до развитого турбулентного. В работе на основе полученного ранее решения [5] для

одномерного температурного поля в многоярусной СО проведен его анализ применительно к СО лазерных зеркал и для охлаждения чипов. Приведены экспериментальные результаты по гидравлическому сопротивлению и теплоотдаче шероховатых прямоугольных миниканалов, реализуемых в реальных СО лазерных зеркал. Отмечены особенности в поведении гидравлического сопротивления и теплоотдачи у таких миниканалов.

Анализ теплообменной задачи для оребренной поверхности. Канальная СО характеризуется шириной $\delta_к$ и высотой $h_к$ канала, шириной ребра $\delta_р$, гидравлическим диаметром $d_г = 2\delta_к h_к/(h_к + \delta_к)$, пористостью $\varepsilon = \delta_к/(\delta_к + \delta_р)$, коэффициентом развития поверхности $K_F = 2(h_к + \delta_к)/(\delta_к + \delta_р)$, компактностью $K_к = K_F/h_к$. Полученное решение для одномерного температурного поля и приведенного коэффициента теплоотдачи $\alpha_{пр}$ [5] проанализировано для n-ярусной канальной системы охлаждения с идентичными ярусами. Итоговое увеличение $\alpha_{пр}$ проявляется через коэффициент приведенной теплоотдачи первого яруса $\alpha_{пр1}$:

$$\alpha_{пр1} = \varepsilon_1\alpha_{01} + (1-\varepsilon_1)\lambda m_1 \operatorname{th}(m_1 h_{к1} + \varphi_1), \tag{1}$$

где $\varphi_1 = \varphi_{01} + \varphi$. Интенсифицирующее влияние $(n - 1)$ ярусов проявляется через величину $\varphi_{01}(\varphi_{0n})$. Интенсификацию теплоотдачи n-ярусной СО представим через коэффициент:

$$K^*_{инn} = (\alpha_{пр1} - \varepsilon_1\alpha_{01})/(\alpha_{пр} - \varepsilon_0\alpha_0) = \operatorname{th}[(m_1 h_{к1} + \varphi_{01}) + \varphi_{0n}]/\operatorname{th}(m_1 h_{к1} + \varphi_{01}). \tag{2}$$

Анализируя (2), можно установить, что:

1) интенсификация теплоотдачи не превышает 3% при $m_1 h_{к1} + \varphi_{01} > 2$ и не выгодна для высокоинтенсивных течений в каналах (практически при $\mathrm{Re} > 5\cdot10^3$) и для низкотеплопроводных материалов конструкций (нержавеющая сталь, инвар);

2) интенсификация растёт при уменьшении $m_1 h_{к1}$ (т. е. снижении скорости течения и уменьшения их габаритов), а также при росте относительного вклада других ярусов;

3) предельно возможный коэффициент интенсификации определяется формулой

$$K^*_{ин.пр} = [\operatorname{th}(m_1 h_{к1} + \varphi_{01})]^{-1}. \tag{3}$$

Для увеличения $\alpha_{пр1}$ необходимо применять высокотеплопроводную, многоярусную мини- и микроканальную матрицу с малыми размерами слоёв и каналов (например, n = 3–5, $\delta_р \approx \delta_к = 0.2$, $h_к = 0.2$–0.5, $h_п = 0.2$–0.5 мм) и вялым течением в них (ламинарные и переходные числа Re). Коэффициент теплоизоляции в случае идентичных n ярусов определяется как

$$K_{тиn} = [\operatorname{ch}(m_1 h_{к1}) + \operatorname{sh}(m_1 h_{к1})\operatorname{th}\varphi_1]^{-n}. \tag{4}$$

Выражение (4) даёт несколько завышенные результаты, но удобно для проведения оценки сверху. Практически полной теплоизоляции основы зеркала ($K^*_{тиn} < 0.01$) для одноярусной СО можно добиться при $m_1 h_{к1} > 5$, что реализуемо лишь для конструкций из низкотеплопроводных материалов (λ = 10–20 Вт/(м·К)). Для двухъярусной системы подобной теплоизоляции можно добиться при $m_1 h_{к1} > 2.5$, а в 3-х ярусной при $m_1 h_{к1} > 2$. Применительно к охлаждению чипов канальными СО и при допущении $\alpha_0 \approx \alpha$ запишем (1) в виде

$$\alpha_{пр} = \delta_к\alpha/(\delta_к + \delta_р) + \lambda \mathrm{Bi}\eta^*_р\, 2h_к/[\delta_р(\delta_к + \delta_р)], \tag{5}$$

где

$$\eta^*_р = \operatorname{th}\left(\sqrt{2\mathrm{Bi}}h_к/\delta_р + \varphi_1\right)/\left(\sqrt{2\mathrm{Bi}}h_к/\delta_р\right)$$

– эффективность оребренной поверхности; $\mathrm{Bi} = \alpha\delta_р/\lambda$ – критерий Био. Для миниканалов при $\delta_к = \delta_р = h_к$ и $\mathrm{Bi} \to 0$ (фактически $\mathrm{Bi} \le 0.01–0.2$) $\eta_р^* \approx 1$ и (5) упростится:

$$\alpha_{пр} \cong 1.5\lambda \mathrm{Bi} / \delta_р = 1.5\alpha . \qquad (6)$$

При малых размерах каналов обеспечивается высокая эффективность оребрения ($\eta_р^* \approx 1$), коэффициент развития поверхности K_F равен

$$K_F = 2(h_к + \delta_к) / (\delta_р + \delta_к) = 2$$

и стенки канала имеют примерно одинаковую температуру, т. е. имеет место $\alpha_{пр} \approx K_F\alpha$. Для ламинарного стабилизированного течения и при условии $q_0 = \mathrm{const}$ по длине канала число Нуссельта постоянно $\mathrm{Nu} = \alpha d_г/\lambda_ж = 4.36$ ($d_г$ – гидравлический диаметр канала, $\lambda_ж$ – коэффициент теплопроводности жидкости). Тогда для канала квадратного сечения ($d_г = \delta_к$) имеем $\alpha = 4.36\lambda_ж/\delta_к$.

При тонких высокотеплопроводных межярусных перегородках (например, из меди) для N ярусов имеем

$$\alpha_{пр} \approx 4.36K_F\lambda_ж/\delta_к \ (K_F = 2N \ (\text{если } \delta_к = \delta_р)),$$

т. е. $\alpha_{пр}$ пропорционален числу ярусов N и обратно пропорционален характерному размеру канальной структуры δ. Например, при охлаждении канальной СО водой и $\delta = 0.2$ мм $\alpha_{пр}(N = 1) = 2.62\cdot10^4$ Вт/(м^2·К), а $\alpha_{пр}(N = 5) = 1.31\cdot10^5$ Вт/(м^2·К). Если охлаждать чип с размерами 20×20 мм^2 однофазной жидкостью (водой) вплоть до ее кипения, то можно снять тепловые потоки ~10^7 Вт/м^2 и отвести мощность 42 Вт.

Экспериментальные участки, техника и результаты экспериментов. Опытным путем были измерены гидравлическое сопротивление и теплоотдача ряда экспериментальных участков, моделирующих канальные СО лазерных зеркал, которые по своим геометрическим характеристикам могут быть отнесены к миниканалам с шероховатыми стенками (табл. 1).

Таблица 1

Характеристики исследованных СО

Макет	Материал и способ формирования	$\delta_к$, $h_к$, мм	$d_г$, мм	$\delta_р$, мм	ε	$K_к$, м^2/м^3	K_F	R_z, мкм
1	Медь, фрезерование	2.0, 3.0	2.4	2.0	0.5	883	2.5	10–20
2	Молибден, электроэрозия	0.6, 3.2	1.01	0.5	0.545	2160	6.91	20–30
3	Молибден, электроэрозия	0.66, 3.06	1.09	0.53	0.555	2043	6.25	10–20
4	Молибден, электроэрозия	0.7, 2.57	1.1	0.93	0.429	1561	4.01	10–30
5	Инвар, фрезерование	1.21, 3.15	1.75	0.84	0.59	1350	4.25	5-10
6	Молибден, набор пластин	0.497,2.35	0.821	0.465	0.517	2520	5.92	10–20
7	Медь, фрезерование	2.65, 2.65	2.65	0.86	0.755	1141	3.02	3–5

При изготовлении СО применялись технологии, используемые в реальных лазерных зеркалах. В случае электроэрозионного способа формирования каналов шероховатость стенок равна R_z = 10–30 мкм. Макет 1 подвергался пескоструйной обработке (R_z = 10–20 мкм). Относительная шероховатость стенок у макетов №№ 3, 4, 6 составляет 3.0–5.0%. Кратко оборудование, техника и методика проведения эксперимента, обработка результатов описаны в [6]. Гидравлическое сопротивление измерялось по градиенту давления ΔP на длине макета l и расходу жидкости G (вода комнатной температуры).

Эксперименты по теплообмену проведены по методу теплового клина, обеспечивающего равномерный тепловой поток в измерительных сечениях макета. При числах Re < 200 точки и сечения измерений могли находиться в пределах начальных гидродинамических и тепловых участков, что учитывалось при обработке результатов. Исследования проведены в диапазонах: коэффициент формы канала $0.9 \le K_ф = h_к/\delta_к \le 6.3$, параметр проводимости ребра $6.7 \le \Omega = \delta_р\lambda_р/(\lambda_ж h_к) \le 630$, $20 < \mathrm{Re} \le \le 2.5\cdot10^4$ и $5 < \mathrm{Pr} < 135$. Полученные результаты обобщены степенными уравнениями. Сравнение полученных данных по гидравлическому сопротивлению и теплоотдаче проведено для ламинарного и турбулентного течений. В ламинарной области коэффициент сопротивления определяется зависимостью $\xi = A\mathrm{Re}^{-1}$, где для прямоугольных каналов использована формула [7]

$$A = \frac{96}{1-192\left(\pi^5 h_к/\delta_к\right)^{-1}\mathrm{th}(\pi h_к/2\delta_к)}\left(\frac{h_к/\delta_к}{1+h_к/\delta_к}\right)^2. \qquad (7)$$

В турбулентной области сопротивление гладких труб различного сечения обобщается с использованием гидравлического диаметра $d_г = 4F_к/P_к$ законом Блазиуса [8]

$$\xi = 0.3164\mathrm{Re}^{-0.25}, \qquad (8)$$

и шероховатых труб [8, 9] (здесь K_S – шероховатость поверхности):

$$\xi^{-0.5} = 1.74 - 2\lg\left(2K_S/d_г + 18.7\left(\mathrm{Re}\sqrt{\xi}\right)^{-1}\right), \qquad (9)$$

$$\xi^{-0.5} = 1.8\lg\left\{\mathrm{Re}\left[\mathrm{Re}\left(K_S/d_г\right)+7\right]^{-1}\right\}. \qquad (10)$$

Для сравнения теплоотдачи при ламинарном течении использованы формулы (10) [7] и (11) (формула Хаузена [3]) ($L_н$ – длина нагреваемого участка, Pe – число Пекле):

$$\mathrm{Nu} = 1.31\left(\mathrm{Pe}^{-1}L_н/d_г\right)^{-1/3}\left(1.5+1.2\mathrm{Pe}^{-1}L_н/d_г\right), \text{ при } 10^2 \le \mathrm{Re} \le 2\cdot10^3, \qquad (11)$$

$$\mathrm{Nu} = 3.66 + 0.19\left(\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}\,d_г/L_н\right)^{0.8}\Big/\left[1+0.117\left(\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}\,d_г/L_н\right)^{0.467}\right]. \qquad (12)$$

Для сравнения теплоотдачи при турбулентном течении в гладких каналах использована формула М. А. Михеева и в шероховатых каналах формула В. Гнилинского [3] соответственно:

$$\mathrm{Nu} = 0.021\mathrm{Re}^{0.8}\,\mathrm{Pr}_ж^{0.43}\left(\mathrm{Pr}_ж/\mathrm{Pr}_{ст}\right)^{0.25}, \qquad (13)$$

$$\mathrm{Nu} = 0.125\xi(\mathrm{Re}-1000)\,\mathrm{Pr}\left[1+\left(d_г/L_н\right)^{2/3}\right]\Big/\left[1+12.7\left(0.125\xi\right)^{0.5}\left(\mathrm{Pr}^{2/3}-1\right)\right]. \qquad (14)$$

Для иллюстрации в табл. 2 приведены результаты аппроксимации полученных экспериментальных данных по гидравлическому сопротивлению. Аналогичная таблица составлена и для теплоотдачи, но здесь не приводится.

Таблица 2

Гидравлическое сопротивление канальных систем охлаждения

Макет	$h_к/\delta_к$; аналит. зависим. ($\xi_р$)	Коэффициент гидравлического сопротивления ξ			
		Ламинарная область		Турбулентная область	
		Аппрок. ($\xi_{эк}$)	Погрешность $[(\xi_{эк}/\xi_р) - 1]\cdot 100\%$	Аппрок. ($\xi_{эк}$)	Погрешность $[(\xi_{эк}/\xi_р) - 1]\cdot 100\%$
1	1.5; $58.8Re^{-1}$	$59.4Re^{-1}$	–30% при $Re = 10^2$; 20% при $Re = 6\cdot 10^2$	$\xi_{эк} = 0.17Re^{-0.134}$/(8)	32% при $Re = 2.3\cdot 10^3$ 84% при $Re = 4\cdot 10^4$
				$\xi_{эк}$/(9), $d_г/K_S = 160$, $K_S = 20$ мкм	12% при $Re = 2.3\cdot 10^3$ 10% при $Re = 4\cdot 10^4$
2	5.3; $77.2Re^{-1}$	$31.6Re^{-0.8}$	18% при $Re = 2\cdot 10^2$; 88% при $Re = 2\cdot 10^3$	$\xi_{эк} = 0.09$/(8)	126% при $Re = 4\cdot 10^3$ 185% при $Re = 1\cdot 10^4$
				$\xi_{эк}$/(10), $d_г/K_S = 67.4$, $K_S = 15$ мкм	16.4% при $Re = 2.3\cdot 10^3$ 27.4% при $Re = 1.4\cdot 10^4$
3	4.64; $75.1Re^{-1}$	$100\ Re^{-1}$	33% при $10^2 \le Re \le 2\cdot 10^3$	$\xi_{эк} = 0.25Re^{-0.2}$/(8)	32% при $Re = 2.3\cdot 10^3$ 84% при $Re = 4\cdot 10^4$
				$\xi_{эк}$/(9), $d_г/K_S = 86.7$, $K_S = 12.5$ мкм	–5% при $Re = 2.3\cdot 10^3$ –14% при $Re = 1.4\cdot 10^4$
4	3.67; $71.5Re^{-1}$	$105Re^{-1}$	47% при $10^2 \le Re \le 2\cdot 10^3$	$\xi_{эк} = 0.07Re^{-0.023}$/(8)	28% при $Re = 2.3\cdot 10^3$ 85% при $Re=1.15\cdot 10^4$
				$\xi_{эк}$/(9), $d_г/K_S = 36.7$, $K_S = 30$ мкм	–12% при $Re=2.3\cdot 10^3$ –2% при $Re = 1.15\cdot 10^4$
5	2.6; $66Re^{-1}$	$85Re^{-1}$	28.7% при $10^2 \le Re \le 10^3$	$\xi_{эк} = 0.45Re^{-0.264}$/(8)	27.6% при $Re = 2.3\cdot 10^3$ 23.5% при $Re = 2.4\cdot 10^4$
				$\xi_{эк}$/(9), $d_г/K_S = 174.8$, $K_S = 10$ мкм	12.6% при $Re = 2.3\cdot 10^3$ –10% при $Re = 2.4\cdot 10^4$
6	4.7; $75.4Re^{-1}$	$31.6Re^{-0.982}$	30.4% при $Re = 10^2$; 38% при $Re = 2.3\cdot 10^3$	$\xi_{эк} = 0.14Re^{-0.115}$/(8)	26% при $Re = 2.3\cdot 10^3$ 56% при $Re = 1.15\cdot 10^4$
				$\xi_{эк}$/(9), $d_г/K_S = 82$, $K_S = 10$ мкм	1.6% при $Re = 2.3\cdot 10^3$ 7% при $Re = 1.15\cdot 10^4$
7	1; $56.5\ Re^{-1}$	$9.67Re^{-0.662}$	40% при $Re = 5\cdot 10^2$; 156% при $Re = 3\cdot 10^3$	$\xi_{эк} = 0.206Re^{-0.182}$/(8)	12.5% при $Re = 3\cdot 10^3$ 34.3% при $Re = 4\cdot 10^4$
				$\xi_{эк}$/(9), $d_г/K_S = 530$, $K_S = 5$ мкм	6% при $Re =3\cdot 10^3$ 11.7% при $Re = 4\cdot 10^4$

Для шероховатых прямоугольных каналов характерно повышенное сопротивление при ламинарном режиме течения, более ранний переход к турбулентному течению, при котором гидравлическое сопротивление удовлетворительно описывается формулами (9), (10).

Литература

1. Kandlikar S. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchanels // Experimental Thermal and Fluid Science. 2002. No. 26. P. 389–407.

2. Guo Z. Characteristics of microscale fluid flow and heat transfer I MEMS // Proc. of the Int. conf. on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale. Baff, Canada, 2000. P. 24–31.

3. Bucci A., Celata G. P., Cumo M. L. at al Water single-phase fluid flow and heat transfer in capillary tubes // First Int. Conf on Microchannels and Minichannels. April 21–23, 2003. Rochester, New York, USA. 2003. P. 1–10.

4. Артемов В. И., Леонтьев А. И., Поляков А. Ф. Численное моделирование конвективно-кондуктивного теплообмена в блоке прямоугольных микроканалов // ТВТ. 2005. Т. 43, № 4. С. 580–593.

5. Шанин Ю. И., Федосеев В. Н., Шанин О. И. Теплообмен в многослойных проточных системах охлаждения при одностороннем нагреве // ТВТ. 1991. Т. 29, № 2. С. 308–316.

6. Шанин Ю. И., Шанин О. И. Теплообмен и гидросопротивление канальных систем охлаждения лазерных зеркал // Тепловые процессы в технике. 2010. № 11. С. 512–517.

7. Петухов Б. С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении в трубах. М.: Энергия, 1967. – 441 с.

8. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. – 712 с.

9. Некрасов Б. Б. Гидравлика и ее применение на летательных аппаратах. М.: Машиностроение, 1976. – 504 с.

УДК 536.242; 621.373.8

АНАЛИЗ ТЕРМОНАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ НЕОХЛАЖДАЕМОГО ДЕФОРМИРУЕМОГО ЛАЗЕРНОГО ЗЕРКАЛА

Ю. И. Шанин, Д. А. Ягнятинский

Научно-исследовательский институт научно-производственное объединение «Луч», г. Подольск, Россия
syi@luch.com.ru

Для повышения термической стабильности неохлаждаемых деформируемых лазерных зеркал (ДЗ): 1) применяются стабильные материалы, такие как кремний (Si), карбид кремния (SiC); 2) используются высокоотражающие интерференционные покрытия и 3) преимущества проходной и зеркальной оптики [1]. Повышение порога применения неохлаждаемой оптики достигается за счет увеличения диаметров апертур оптических элементов (при возможности), роста коэффициента зеркального отражения (КЗО) оптической поверхности ДЗ (используя многослойные интерференционные покрытия) и использования проходной оптики. Основной термический фактор, ограничивающий работу деформируемого зеркала, – перемещения оптической поверхности, и наиболее вредоносные из них – изгибные перемещения.

В случае неохлаждаемого ДЗ деформации от изгиба пропорциональны коэффициенту линейного расширения материала (β) и обратно пропорциональны его коэффициенту теплопроводности (λ). При разработке конструкций ДЗ актуальным является вопрос оценки термоперемещений за счет разогрева зеркала. В первом приближении для оценки перемещений может быть применен упрощенный подход для получения температурных полей. При этом решается одномерная нестационарная задача для распределения температуры в плоской пластине. Возникает вопрос, насколько оправдано использование упрощенных подходов к анализу термонапряженного состояния ДЗ? Нами рассмотрены аналитические решения некото-

рых задач теплообмена ДЗ и проведено сравнение полученных результатов с результатами, рассчитанными методом конечных элементов.

Устройство деформируемого зеркала. Для анализа используется деформируемое зеркало прямоугольной апертуры. Корпус зеркала выполнен из сплава 29НК. Оптическая поверхность сформирована на подложке толщиной 3.5 мм, с нанесенными на обратную сторону шипами сечением 2×2 мм, шагом 1 мм, высотой 4 мм, выполненными для улучшения отвода тепла. Оптическая подложка изготовлена из кремния и имеет зеркальное интерференционное покрытие, благодаря которому удается использовать неохлаждаемую оптику.

Деформирование подложки осуществляется 124 приводами. Приводы располагаются в отверстиях корпуса в шахматном порядке. В качестве силового исполнительного элемента привода используется пьезоэлектрический актюатор АПМ-2-7 [2].

Условия теплового нагружения. Оптические поверхности ДЗ в процессе работы искажаются под воздействием: 1) изменения эксплуатационной температуры в диапазоне (20 ± 5)°С; 2) лазерного излучения; 3) расширения актюатора вследствие разогрева.

В упрощенной постановке (рассматривается только приближение одномерного нестационарного теплообмена по толщине ДЗ) проанализированы задачи:

– максимально возможного разогрева ДЗ без теплообмена с окружающей средой;

– распределения нестационарного температурного поля по толщине ДЗ и термоперемещений оптической поверхности подложки;

– учета теплообмена с поверхности подложки ДЗ (естественной и принудительной конвекцией);

– воздействия сильной неравномерности светового потока и пиковых локальных тепловых нагрузок [3] на температурное поле и напряжения в подложке ДЗ, перемещения оптической поверхности;

– учета наличия на зеркальной поверхности повреждений (точек, пятен, царапин), определения предельных размеров дефектов [4–6];

– влияния биметалличности конструкции ДЗ на его термонапряженное состояние.

В качестве примеров рассматривается воздействие на оптическую поверхность: 1) равномерной поглощаемой зеркалом тепловой нагрузки мощностью P = 100 Вт, 2) локальной пиковой нагрузки.

Нестационарная задача деформирования ДЗ. Для оценочного анализа использовалось решение для одномерного нестационарного распределения температуры по толщине плоской пластины, нагруженной со стороны оптической поверхности равномерным тепловым потоком q и теплоизолированной с другой стороны [7]:

$$T(t,x) = q\lambda^{-1}\left[\frac{at}{\delta} - \frac{\left(\delta^2 - 3x^2\right)}{6\delta} + \delta\sum_n (-1)^{n+1}\frac{2\cos\left(\mu_n x\delta^{-1}\right)\exp\left(-\mu_n^2 \mathrm{Fo}\right)}{\mu_n^2}\right], \qquad (1)$$

где $\mu_n = \pi n$; $n = 0,1,\ldots,\infty$, x – координата по толщине пластины.

Зависимость для максимального значения стрелки прогиба $W_{\text{изг}}^{\max}$ оптической поверхности при нестационарном изгибе подложки круглого ДЗ из однородного материала при равномерно распределённой по всей апертуре теплового потока q может быть определена интегрированием (1) по толщине подложки и при условии свободных краёв (или шарнирно закреплённых) зеркала имеет вид [1, 8]

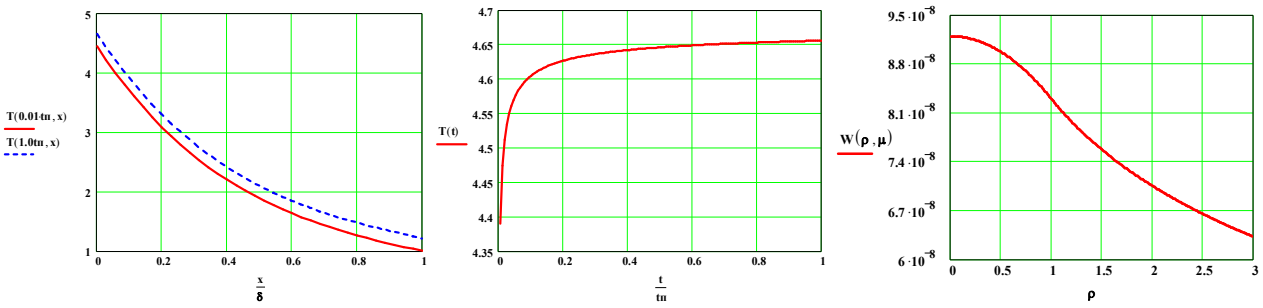
$$W_{\text{изг}}^{\max} = \frac{1}{16}\frac{\beta}{\lambda} qD^2\left[1 - \frac{96}{\pi^4}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{1}{(2m+1)^4}\exp\left(-(2m+1)^2\pi^2 \mathrm{Fo}\right)\right], \qquad (2)$$

где Fo = at/δ^2 – число Фурье; δ и D – толщина и диаметр подложки ДЗ; $a = \lambda/c_v\rho$ – коэффициент температуропроводности; t – время. При числах Fo > 0.3 профиль температуры по толщине остается практически неизменным, а изменяется средняя температура подложки, и поэтому (2) приближается к своему асимптотическому значению $W_{изг}^{\max} = \beta q D^2/(16\lambda)$. Если ДЗ имеет прямоугольное сечение с соотношением сторон a/b = 1–1.5, то в качестве эквивалентного диаметра можно выбрать $D_{экв} = \sqrt{4F/\pi}$ (где $F = ab$ – площадь оптической поверхности), и проводить оценочные расчеты с погрешностью 20–25% по приведенным выше формулам для $W_{изг}^{\max}$ [8]. В случае нашего ДЗ оценки изгиба оптической поверхности при интегрировании распределения температуры (1) дают в конце пуска ($t = t_п$) $W_{изг}^{\max}$ = 2.9 мкм.

Воздействие пиковой нагрузки. Как правило, распределение интенсивности по поперечному сечению мощного лазерного пучка носит неравномерный характер. Также на зеркальной поверхности могут иметься области с пониженными значениями КЗО, которые приводят к локальной неравномерности в распределении теплового потока, поглощаемого зеркалом. Здесь рассмотрен случай, когда пики тепловой мощности имеют размер, сравнимый с толщиной подложки ДЗ. Решается нестационарная задача при нагружении равномерным круговым тепловым потоком диаметром $D_п$ полупространства при условии, что диаметр пятна излучения – $D_п < 2\delta$. В расчетах $D_п$ = 4 мм, локальная тепловая нагрузка увеличена по отношению к средней в 10 раз. Температура на поверхности в центре нагреваемой области [4]

$$T(t) = \frac{q_п D_п}{2\sqrt{\pi}\lambda}\left\{2\sqrt{\mathrm{Fo}_1}\left[1-\exp\left(-4\mathrm{Fo}_1\right)\right]+\sqrt{\pi}\,\mathrm{erfc}\left(0.5\left(\sqrt{\mathrm{Fo}_1}\right)^{-1}\right)\right\}, \qquad (3)$$

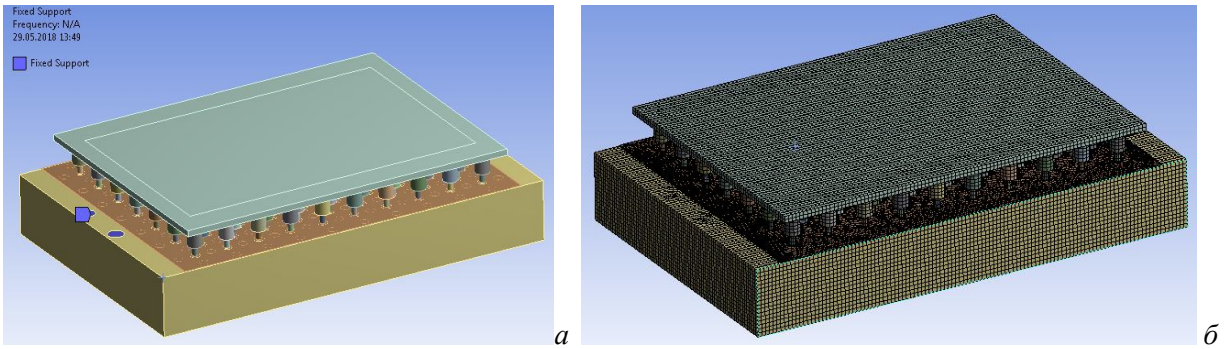
где число Фурье $\mathrm{Fo}_1 = at/(D_п/2)^2$ построено по радиусу пятна. На рис. 1 наряду с распределением температуры приведена зависимость осевых перемещений оптической поверхности.



а *б* *в*

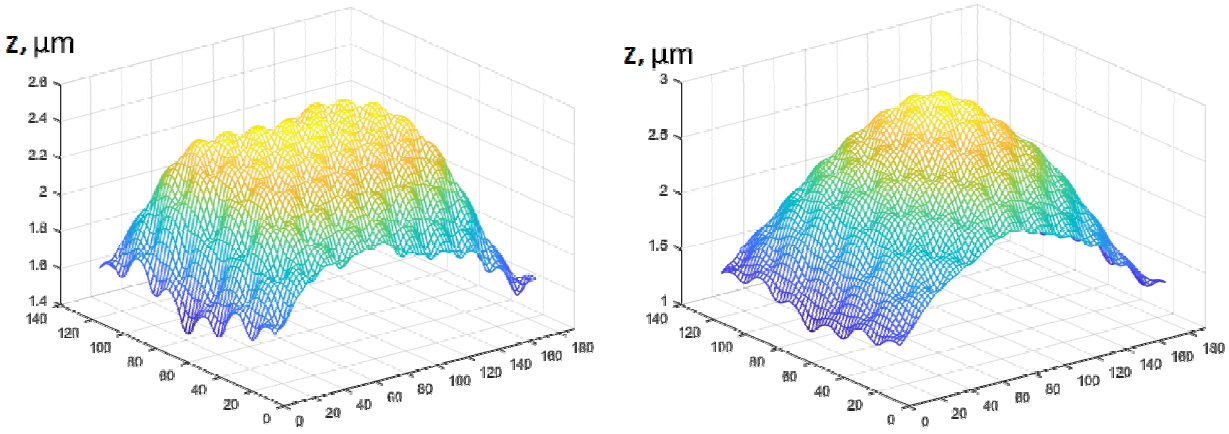
Рис. 1. Распределения от воздействия пиковой нагрузки (*а*), избыточной температуры (*б*) (в °С) и перемещений оптической поверхности подложки (*в*) (в м): *а* – на оси нагрузки по толщине в различные моменты времени; *б* – в центре нагрузки на оптической поверхности по времени; *в* – по радиусу $\rho = r/D_п$ в конце пуска

Конечно-элементный анализ термодеформированного состояния ДЗ. Для расчета были использованы модули Transient Thermal и Static Structural системы конечно-элементного анализа ANSYS. Для модели конструкции ДЗ (рис. 2, *а*) была задана сетка по методу разбиения на объемные элементы с доминированием прямоугольных граней, размером не более 2 мм (рис. 2, *б*). Расчет проведен для двух случаев – нагрева однородным потоком излучения и Гауссовым пучком: 1) однородный поток в пятне мощностью P = 100 Вт; 2) Гауссов пучок в пятне мощностью P = 100 Вт, плотность теплового потока в зоне пятна $q(x, y) = q_0\exp\times$ $\times[-(x^2 + y^2)/R^2]$ ($q_0 = 1.47\cdot10^4$ Вт/м^2, R = 0.05 м). Для каждого случая на графике (рис. 3) дана форма отражающей поверхности в конце сессии (пуска) работы лазера.



а *б*

Рис. 2. Математическая модель ДЗ: *а* – макет конструкции; *б* – разбиение на конечные элементы



а *б*

Рис. 3. Термоперемещения отражающей поверхности ДЗ (по оси *z* в мкм): *а* – при воздействии равномерного теплового потока; *б* – при воздействии Гауссова пучка

Сравнение полученных данных. Расчеты с применением конечно-элементного метода при нагружении ДЗ равномерной прямоугольной тепловой нагрузкой дают максимальное перемещение оптической поверхности подложки на уровне 2.4 мкм. По сравнению с результатом, полученным при интегрировании аналитического распределения температуры (1), это значение меньше на ~20%. Несмотря на удовлетворительное совпадение результатов, необходимо понимать, что они получены для различных моделей ДЗ. Реальное ДЗ имеет связи подложки и основы зеркала в виде упругих стержней (толкателей). Для перемещения оптической поверхности ДЗ (рис. 3, *а*) характерно наличие плато в области пятна нагрузки. Формулы (1), (2) применимы к свободно опертой подложке без связей, и для них распределения температуры и перемещения по характерной координате носят параболический характер.

Обозначения

P – мощность, Вт; q – тепловой поток, Вт/м^2; δ, D – толщина и диаметр подложки, м; t – время, с; T – температура, °С, К; W – перемещение, м; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); β – коэффициент линейного расширения, 1/К.

Литература

1. Шанин Ю. И., Шанин О. И., Черных А. В., Шарапов И. С. Пределы работоспособности неохлаждаемых и охлаждаемых оптических элементов // ИФЖ. 2017. Т. 90, № 6. С. 1380–1386.

2. Никифоров В. Г. Многослойные пьезоэлектрические актюаторы: Теория и практика. М.: ОАО «НИИ «Элпа», 2010. – 68 с.

3. Кузьмин Ю. А., Харитонов В. В. Предельная допустимая мощность локального источника тепла на поверхности многослойной стенки с внутренним охлаждением // ТВТ. 1986. Т. 24, № 5. С. 948–956.

4. Власов Н. М., Колесов В. С., Федик И. И. Стабильность оптической поверхности лазерных зеркал. М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2005. – 216 с.

5. Шанин Ю. И., Черных А. В. Термические, прочностные и деформационные ограничения размеров дефектов в лазерных оптических элементах // Тепловые процессы в технике. 2017. № 12. С. 524–529.

6. Шанин Ю. И., Черных А. В. Влияние технологических дефектов и эксплуатационных условий на работоспособность деформируемых зеркал // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11, № 8. С. 373–384.

7. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. – 488 с.

8. Зейгарник Ю. А., Иванов Ф. П., Маслакова И. В., Силина Н. Н. Рекомендации по тепловому расчёту и расчёту деформированного состояния силовых элементов металлооптики для лазерных технологических установок. Препринт ОИВТ РАН, № 2-511. М.: ОИВТ РАН, 2013. – 96 с.

УДК 536.2; 520.2.01; 681.782.8

КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ТЕРМОНАПРЯЖЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МОДЕЛИ ОБЪЕКТИВА ТЕЛЕСКОПА КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА «ЛИРА-Б»

Ю. И. Шанин, Д. А. Ягнятинский

Научно-исследовательский институт научно-производственное объединение «Луч», г. Подольск, Россия
syi@luch.com.ru

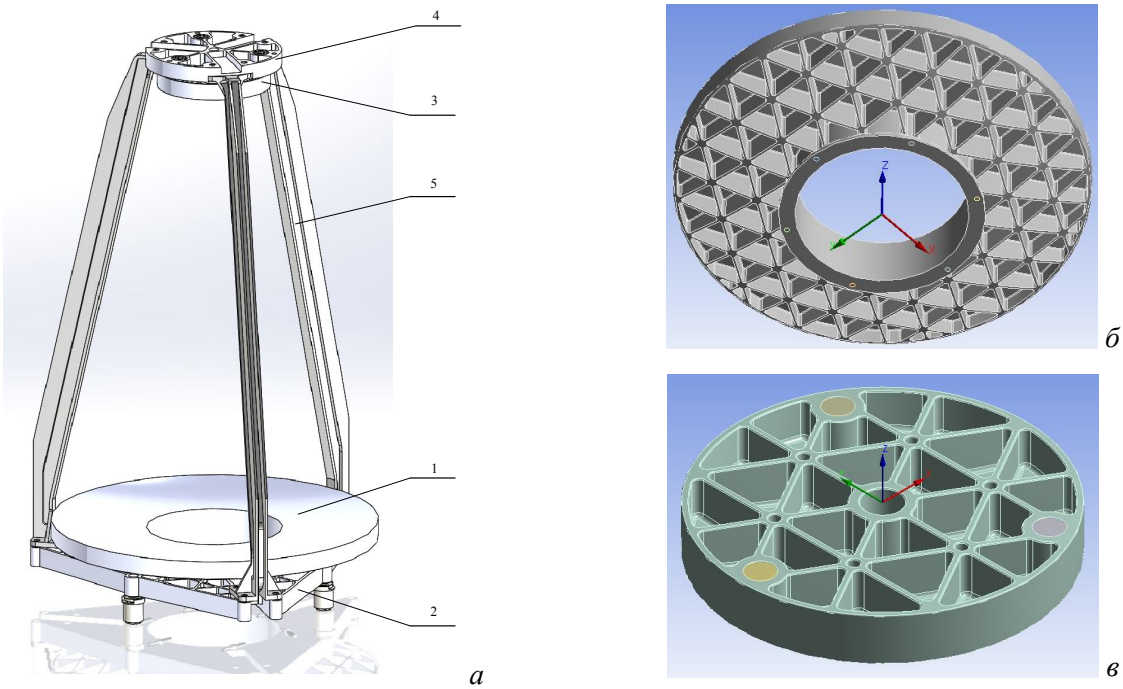
В работе [1] описаны принципы и цели осуществления космического эксперимента «Лира-Б» на борту международной космической станции, разработанного в Государственном астрономическом институте им. П. К. Штернберга. Целью эксперимента является проведение с помощью телескопа высокоточного многоцветного фотометрического обзора всех объектов на небесной сфере со звездной величиной от 3^m до 16^m. В ходе эксперимента (планируемая длительность от 3.5 до 5 лет) предполагается произвести многократные фотометрические измерения объектов в 10 спектральных полосах примерно от 200 до 1000 нм.

Для реализации объектива телескопа была принята широко используемая сегодня оптическая схема Ричи–Кретьена с афокальным линзовым корректором [2]. Ранее [3] были представлены конечно-элементные математические модели реального и упрощенного объектива телескопа эксперимента «Лира-Б», приведены результаты расчетов механики объектива при воздействии на него различных внешних нагрузок как статических, так и динамических. Здесь представлены некоторые результаты расчетного анализа с помощью программного комплекса ANSYS нескольких задач о термонапряженном состоянии объектива.

Конструкция объектива. В состав конструкции объектива телескопа входят следующие оптические и конструкционные детали (рис. 1, *а*): главное зеркало (ГЗ); основание ГЗ; вторичное зеркало (ВЗ); основание ВЗ; стойки. ГЗ и ВЗ крепятся на своих основаниях. Основания ГЗ и ВЗ, с закрепленными на них зеркалами, соединены тремя стойками. В качестве ма-

териала для изготовления деталей объектива телескопа планируется использовать реакционно спеченный карбид кремния (SiC). SiC обладает высокой жесткостью, что позволяет изготавливать из него тонкие и легкие зеркала, основания и стойки и уложиться в конструктивные ограничения по массе. Также он обладает высокой температуропроводностью, т. е. детали (главное – зеркала) из этого материала обладают малыми температурными искажениями формы и быстро приходят в состояние теплового равновесия. Из недостатков надо отметить, что SiC является керамикой, и он хорошо работает “на сжатие” и плохо “на растяжение”.

Главное гиперболическое зеркало с радиусом ближней сферы минус 1977.4 мм, внешним диаметром 505 мм и внутренним отверстием диаметром 210 мм имеет семимиллиметровую подложку и облегченную тыльную сторону (рис. 1, *б*). Облегчение выполнено в виде ребер толщиной 3 мм, расположенных с шагом 49.5 мм в трех направлениях относительно друг друга под углом 120° и образующих равносторонние треугольники. Главное зеркало с тыльной стороны имеет фланец с шестью отверстиями и крепится болтами к основанию. Вторичное гиперболическое зеркало с радиусом ближней сферы плюс 879.8 мм, внешним диаметром 175 мм и внутренним отверстием диаметром 20 мм имеет подложку 6 мм и облегченную тыльную сторону (рис. 1, *в*). В три отверстия с тыльной стороны ВЗ на клею устанавливаются втулки, которые крепятся к основанию. Подсборки ГЗ и ВЗ крепятся болтовыми соединениями между собой с помощью трех стоек. Во все крепежные отверстия вклеены втулки из ковара. Собранный объектив жестко крепится к главному шпангоуту телескопа с помощью трех втулок, вклеенных в основание ГЗ.



а *б* *в*

Рис. 1. 3D изображение объектива телескопа: *а* – сборка (1 - ГЗ, 2 – основание ГЗ в сборе, 3 – ВЗ, 4 – основание ВЗ в сборе, 5 – стойка); *б* – тыльная сторона ГЗ; *в* – тыльная сторона ВЗ

Условия работы и требования к конструкции. Детали телескопа должны сохранять свои показатели назначения и механическую целостность при изменении температуры окружающей среды от минус 100 °С до плюс 100 °С и давлении окружающей среды от 10^{-8} до 10^{-3} мм рт. ст. При этом рабочая температура элементов оптического блока телескопа должна поддерживаться в районе 20 °С. В процессе работы должна быть обеспечена геометрическая стабильность конструкции телескопа, которая сводится к поддержанию определенных допусков на следующие размеры и параметры:

– расстояние между вершинами зеркал;
– допустимый наклон оси вторичного зеркала относительно главного;
– допустимое смещение центров зеркал перпендикулярно оптической оси;
– сохранение уравнений огибающих оптических поверхностей афокальных зеркал;
– погрешность установки фокальной плоскости, обеспечиваемая устройством фокусировки узла фокальной плоскости, не должна превышать ±18 мкм.

Заданные температурные условия эксплуатации телескопа поддерживаются системой обеспечения теплового режима (СОТР), которая включает в себя автономные средства обеспечения теплового режима отдельных составляющих телескопа и научной аппаратуры.

Нас будут интересовать изменения заявленных размеров при изменении температуры окружающей среды от –100 °С до +100 °С, а также возникающие напряжения в местах вклейки коваровых втулок в карбидокремниевые детали объектива, с целью установления возможных повреждений.

Планируется, что штатная работа объектива будет осуществляться при тепловой стабилизации температуры на уровне 20 °С. Для этого случая представляет интерес выяснить влияние возможных градиентов температуры в элементах конструкции на положение оптической оси и фокуса объектива. Нами рассмотрены две возможные неравномерности распределения температуры: 1) имеется равномерный градиент температуры между ГЗ и ВЗ, реализующийся на стойках; 2) имеет место неравномерный прогрев стоек. Необходимо выявить предельные значения градиентов и неравномерностей температур, не приводящих к выходу оптических характеристик объектива за допускаемые значения отклонений.

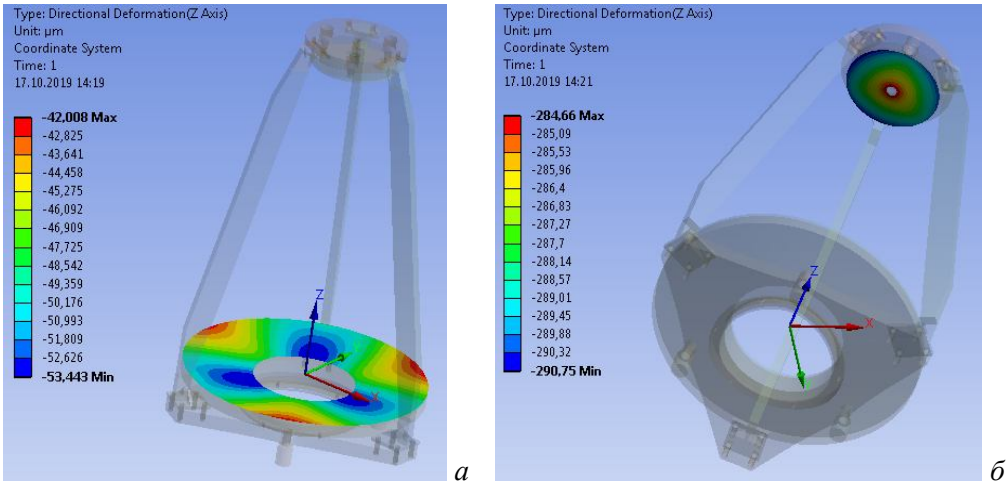
Математическая модель оптического блока телескопа. Для проведения расчетов были построены конечно-элементные модели (КЭМ) как отдельных деталей объектива, так и всего объектива, включая элементы, соединяющие детали. По разработанной математической модели ранее нами были проведены расчеты механики объектива при воздействии на него различных внешних нагрузок [3]. Расчеты выполнены с помощью программного комплекса ANSYS. Проведен расчет ряда механических задач, связанных с воздействием на объектив различных внешних факторов: гармонической и случайной вибрации, ударно-импульсных нагрузок. Показано, что разработанная конструкция объектива из карбида кремния удовлетворяет требованиям прочности с необходимыми коэффициентами запаса.

Под моделью объектива понимается модель, разработанная в SolidWorks и использующая конструкторские чертежи деталей с некоторыми упрощениями в узлах крепления и переданная в среду ANSYS через STEP-файл. КЭМ объектива содержит 608329 узлов и 351473 элементов. Для двух материалов и шести свойств: для каждого материала задаются плотность, модуль Юнга, коэффициент Пуассона и коэффициент термического линейного расширения, коэффициент теплопроводности. Детали объектива моделируются наборами объемных тетраэдрических элементов типа Tetrahedral из карбида кремния со следующими физико-механическими характеристиками: плотность – $\rho = 3000$ кг/м^3, модуль упругости (Юнга) – $E = 370$ ГПа, коэффициент Пуассона – $\nu = 0.18$, предел прочности – 390 МПа, предел изгибной прочности – 350 МПа. Сопряжение и закрепление объектива с главным шпангоутом телескопа происходит по трем цилиндрическим втулкам диаметром 30 мм и высотой 30 мм, расположенным на основании главного зеркала.

Результаты расчетов. Температурные поля, полученные в тепловых моделях по всем основным фрагментам конструкции телескопа, были переданы в прочностные модели, и по ним проведена оценка геометрической стабильности и возникающих напряжений телескопа из-за термических деформаций.

Расчет при изменении температуры окружающей среды. При изменении температуры конструкции от 20 до –100 °С оптические поверхности ГЗ и ВЗ изменяются как показано на рис. 2. Максимальное перемещение ГЗ составляет $\delta_{ГЗ} = -53.4$ мкм, разность перемещений по

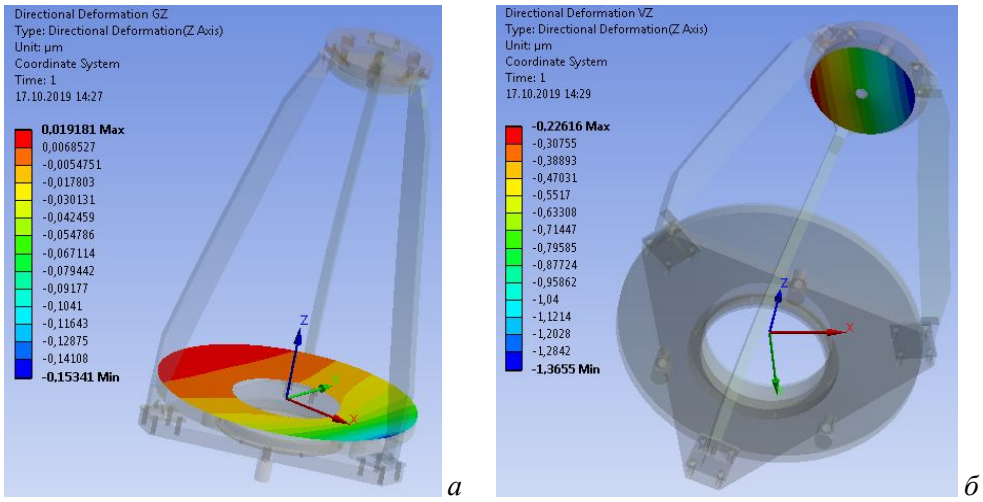
радиусу зеркала $\Delta_{ГЗ} = 11.4$ мкм. Максимальное перемещение ВЗ составляет $\delta_{ГЗ} = -290.8$ мкм, разность по радиусу зеркала $\sim\Delta_{ВЗ} = 6$ мкм. При изменении температуры конструкции от 20 °С до +100 °С $\delta_{ГЗ} = 35.6$ мкм, $\Delta_{ГЗ} = 7.6$ мкм, $\delta_{ГЗ} = 193.8$ мкм, $\Delta_{ВЗ} = 4.1$ мкм. Максимальные напряжения возникают в местах крепления объектива к втулкам и достигают величин 540 МПа (при –100 °С, растяжение), 360 МПа (при 100 °С, сжатие). Эти напряжения могут превышать предел прочности SiC и в дальнейшем конструкция этого узла требует доработки.



а *б*

Рис. 2. Поперечные термодеформации отражающей поверхности зеркал (в мкм) при изменении температуры окружающей среды от 20 до –100 °С: *а* – для ГЗ; *б* – для ВЗ

Расчет при неравномерном прогреве стоек. Проведены демонстрационные расчеты двух случаев неравномерного прогрева стоек: 1) между ГЗ и ВЗ температура стоек изменяется по линейному градиенту; 2) температура одной из стоек отличается от температуры остальной конструкции. Установлено, что равномерное изменение температуры между ГЗ и ВЗ от 19 до 20 °С не приводит к изменению геометрической формы ГЗ. Результат для поверхности ВЗ можно интерпретировать как поступательную деформацию в сторону ГЗ на 1.01 мкм. Отличие температуры одной из стоек на 1 °С от равномерной температуры остальной конструкции (рис. 3) приводит к незначительному наклону ГЗ (–0.17 мкм) и наклону ВЗ ~1.14 мкм. Возникающие в конструкции напряжения при неравномерном прогреве стоек невелики, не превышают 0.53 МПа и расположены в местах присоединения стоек к основаниям зеркал.



а *б*

Рис. 3. Поперечные термодеформации отражающей поверхности зеркал (в мкм) при температурной неравномерности (стойка, находящаяся в положительном направлении по оси X начала координат, имеет температуру 19 °С, а вся остальная конструкция – 20 °С): *а* – для ГЗ; *б* – для ВЗ

Литература

1. Захаров А. И., Миронов А. В., Прохоров М. Е. и др. Космический эксперимент «Лира-Б»: цели и принципы реализации // Астрономический журнал, 2013. Т. 90, № 3. С. 223–241.

2. Цуканова Г. И., Бахолдин А. В. Исследование исходных систем ортоскопических астрономических объективов в спектральном диапазоне 0,2–1 мкм // Оптический журнал. 2012. Т. 79, № 5. С. 15–18.

3. Смекалин В. П., Федосеев В. Н., Шанин Ю. И., Ягнятинский Д. А. Конечно-элементный анализ механики объектива телескопа для космического эксперимента «Лира-Б» // Автометрия. 2019. Т. 55, № 5. С. 122–132.

ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

УДК 536.24

О ВЛИЯНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕДНОГО ОРЕБРЕННОГО РАДИАТОРА НА ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ПОРИСТОЙ ПОЛОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕГО ТЕПЛОПРОВОДНОГО ИСТОЧНИКА

М. С. Астанина, М. А. Шеремет

Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Задачи, связанные с разработкой систем охлаждения тепловыделяющих источников энергии, при наличии дополнительных факторов приобретают все большую популярность в свете развития приборостроения и промышленности [1–3]. Численные исследования в этой области обеспечивают широкую теоретическую базу, на основе которой возможно делать прогнозы по работе охлаждающих систем и продлять срок их эксплуатации.

В настоящей работе проводится численное моделирование пассивной системы охлаждения тепловыделяющего теплопроводного источника энергии. Система состоит из замкнутой квадратной пористой полости, включающей в себя медный оребренный радиатор в нижней части области (рис. 1). В центре нижней границы располагается теплопроводный источник с постоянным объемным тепловыделением Q. В качестве рабочей жидкости рассматривается ньютоновская вязкая теплопроводная жидкость, вязкость которой зависит от температуры по экспоненциальному закону [2].

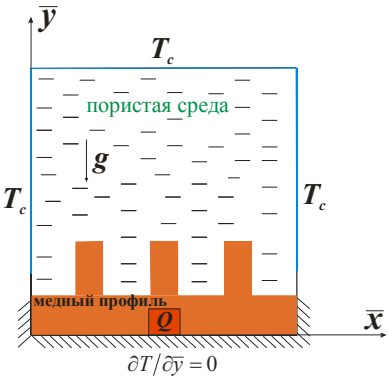


Рис. 1. Физическая постановка задачи

При моделировании считается, температура пористого скелета равна температуре рабочей жидкости, и моделирование ведётся в рамках тепловой равновесной модели; рабочая жидкость удовлетворяет приближению Буссинеска; течение в полости имеет ламинарный характер.

Для моделирования теплопереноса в рассматриваемой области была сформулирована система уравнений в безразмерных преобразованных переменных «функция тока–завихренность–температура» [2]:

- для пористой среды:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\omega, \tag{1}$$

$$\varepsilon \frac{\partial \omega}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \varepsilon \sqrt{\frac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Ra}}} \left(\frac{\partial^2 (\mu\omega)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (\mu\omega)}{\partial y^2} - \varepsilon \frac{\mu\omega}{Da} \right) + \varepsilon^2 \frac{\partial \theta}{\partial x} +$$

$$+2\varepsilon\sqrt{\frac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Ra}}}\left[\frac{\varepsilon u}{2\mathrm{Da}}\frac{\partial\mu}{\partial y}-\frac{\varepsilon v}{2\mathrm{Da}}\frac{\partial\mu}{\partial x}+\frac{\partial^2\mu}{\partial x^2}\frac{\partial u}{\partial y}-\frac{\partial^2\mu}{\partial y^2}\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial^2\mu}{\partial x\partial y}\left(\frac{\partial v}{\partial y}-\frac{\partial u}{\partial x}\right)\right], \tag{2}$$

$$\eta\frac{\partial\theta}{\partial\tau}+u\frac{\partial\theta}{\partial x}+v\frac{\partial\theta}{\partial y}=\frac{\alpha_{pm}/\alpha_f}{\sqrt{\mathrm{RaPr}}}\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}\right); \tag{3}$$

• для радиатора:

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau}=\frac{\alpha_r/\alpha_f}{\sqrt{\mathrm{RaPr}}}\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}\right); \tag{4}$$

• для нагревателя:

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau}=\frac{\alpha_{hs}/\alpha_f}{\sqrt{\mathrm{RaPr}}}\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}+\mathrm{Os}\right). \tag{5}$$

В начальный момент времени жидкость, заполняющая полость, неподвижна; начальная температура, вследствие выбранного обезразмеривания, принимала вид $\theta = 0$. Граничные условия для сформулированной плоской системы дифференциальных уравнений в частных производных (1)–(5) записывались следующим образом:

$\bullet\tau > 0 : \partial\theta/\partial x = 0$ при $x = 0$ и $0 \le y \le h_1$,

$\psi = 0,\ \omega = -\partial^2\psi/\partial x^2,\ \theta = 0$ при $x = 0$ и $h_1 \le y \le 1$,

$\partial\theta/\partial x = 0$ при $x = 1$ и $0 \le y \le h_1$,

$\psi = 0,\ \omega = -\partial^2\psi/\partial x^2,\ \theta = 0$ при $x = 1$ и $h_1 \le y \le 1$,

$\psi = 0,\ \omega = -\partial^2\psi/\partial y^2,\ \theta = 0$ при $y = 1$ и $0 \le x \le 1$,

$\partial\theta/\partial y = 0$ при $y = 0$ и $0 < x < 1$,

$\psi = 0,\ \omega = -\dfrac{\partial^2\psi}{\partial n^2},\ \begin{cases}\theta_{hs} = \theta_r,\\ \dfrac{\lambda_{hs}}{\lambda_r}\dfrac{\partial\theta_{hs}}{\partial n} = \dfrac{\partial\theta_r}{\partial n}\end{cases}$ на нагревателе.

•границы пористая среда/радиатор:

$$\begin{cases}\psi_{pm} = \psi_r,\\ \dfrac{\partial\psi_{pm}}{\partial n} = \dfrac{\partial\psi_r}{\partial n},\end{cases}\quad\begin{cases}\omega_{pm} = \omega_r,\\ \dfrac{\partial\omega_{pm}}{\partial y} = \dfrac{\partial\omega_r}{\partial n},\end{cases}\quad\begin{cases}\theta_{pm} = \theta_r,\\ \dfrac{\lambda_{pm}}{\lambda_r}\dfrac{\partial\theta_{pm}}{\partial n} = \dfrac{\partial\theta_r}{\partial n}.\end{cases}$$

(6)

Сформулированная краевая задача (1)–(5) вместе с начальными и граничными условиями (6) была решена методом конечных разностей на равномерной сетке. Дискретизация конвективных слагаемых в уравнении дисперсии завихренности (2) и в уравнениях энергии (3)–(5) проводилась с помощью монотонной схемы Самарского второго порядка точности, а дискретизация диффузионных слагаемых во всех уравнениях – с использованием центральных разностей [4]. Уравнение Пуассона (1) для функции тока было решено методом последовательной верхней релаксации. Предложенный способ решения был проверен ранее [2, 3].

Численный анализ был проведен для следующих значений управляющих безразмерных параметров: Os = 25, Ra = 10^5, Pr = 7.0, Da = 10^{-2}, ε = 0.3–0.9, h_1 = 0.15, n = 1–5. На рис. 2 показаны изолинии функции тока в полости для разного количества ребер радиатора n и разно-

го значения параметра изменения вязкости (случай постоянной вязкости ς = 0 и случай переменной вязкости ς =1). Кроме того, в работе было проведено подробное исследование влияния геометрических параметров радиатора на возможность интенсификации теплопереноса в полости.

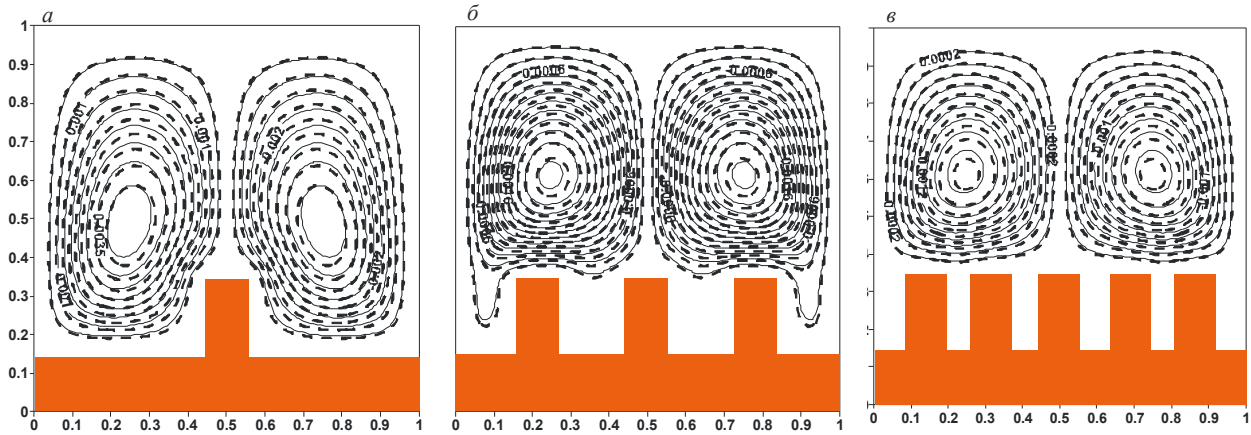


Рис. 2. Изолинии Ψ при Os =25, Da = 10^{-2}, ε = 0.9, ς = 0 (сплошная линия), ς =1 (пунктирная линия): *а* – *n* =1, *б* – 3, *в* – 5

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта Российского научного фонда (соглашение 17-79-20141).

Обозначения

$\mathrm{Ra} = \rho g \beta \Delta T L^3 / \alpha \mu_0$ – число Рэлея; $\mathrm{Pr} = \mu_0 / \rho\alpha$ – число Прандтля; $\mathrm{Da} = K / L^2$ – число Дарси; $\mathrm{Os} = QL^2 / \lambda_{hs} \Delta T$ – число Остроградского; ς – безразмерный параметр изменения вязкости; ε – проницаемость пористой среды; $\alpha_f = \lambda_f / (\rho c_p)_f$, $\alpha_r = \lambda_r / (\rho c_p)_r$, $\alpha_{hs} = \lambda_{hs} / (\rho c_p)_{hs}$ – температуропроводности жидкости, материала радиатора и нагревателя соответственно, м^2/с; τ – безразмерное время; ν – кинематический коэффициент вязкости, м^2/с; β – термический коэффициент объёмного расширения, К$^{-1}$; g – ускорение свободного падения, м/с^2; $\eta = \varepsilon + (1-\varepsilon)\left[(\rho c)_s / (\rho c)_f\right]$ – удельный коэффициент теплоёмкости; h_1 – безразмерная высота подложки радиатора.

Литература

1. Salma Gharbi, Souad Harmand, Sadok Ben Jabrallah. Experimental comparison between different configurations of PCM based heat sinks for cooling electronic components // Applied Thermal Engineering. 2015. Vol. 87. P. 454–462.

2. Астанина М. С., Шеремет М. А. Моделирование термогравитационной конвекции с переменной вязкостью в замкнутой полости с локальным источником энергии // Вестн. Пермского ун-та. Серия: Физика. 2015. Вып. 3(31). С. 52–59.

3. Martyushev S. G., Sheremet M. A. Conjugate natural convection combined with surface thermal radiation in a three-dimensional enclosure with a heat source // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2014. Vol. 73. P. 340–353.

4. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. – 656 с.

УДК 621.565

ОПЫТ ПРОМЫШЛЕННЫХ ИСПЫТАНИЙ ТЕРМОСИФОНОВ И РАСЧЁТА ИХ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Б. Ф. Балунов, В. Д. Лычаков, М. Ю. Егоров, А. С. Матяш, А. А. Щеглов

ОАО «Научно-производственное объединение по исследованию и проектированию энергетического оборудования им. И. И. Ползунова», г. Санкт-Петербург, Россия

Термосифоны (ТС) – полые, запаянные с обоих торцов, трубы, частично заполненные водяной кипящей средой. Их работа основана на противоточном движении парового потока вверх от зоны нагрева (з. н.) к зоне конденсации (з. к.) и обратном движении пристенной пленки конденсата. Надежность работы теплообменников (ТО), состоящих из ТС, обеспечивается автономностью каждого ТС и наличием теплопроводного барьера между нагреваемой и охлаждаемой средами. ТО, состоящие из ТС, применяют в промышленности при температуре охлаждаемой среды до 1000 °С и температуре нагреваемой среды до 300 °С.

Результаты 20-летних высокотемпературных (240–265 °С) ресурсных испытаний 19-ти ТС [1] показали допустимость эксплуатации ТС при сохранении интенсивности внутритрубных теплопередающих процессов, связанной с малым газонакоплением в ТС ($P_г < 3$ кПа).

Применяются вертикальные толстостенные $\delta_{ст} = 4$–6 мм ТС. Компоновки ТО требуют применения наклонных ТС. Слабо отклонённые от горизонтали ТС имеют преимущества при компактном размещении поперечно-оребрённых поверхностей, гравитационной самоочистке.

Расчёт ТО, состоящих из ТС, проводится по нормативным методикам, например [2].

Цель работы – разработка рекомендаций для расчёта теплогидравлических характеристик ТС различного расположения: от горизонтального до вертикального.

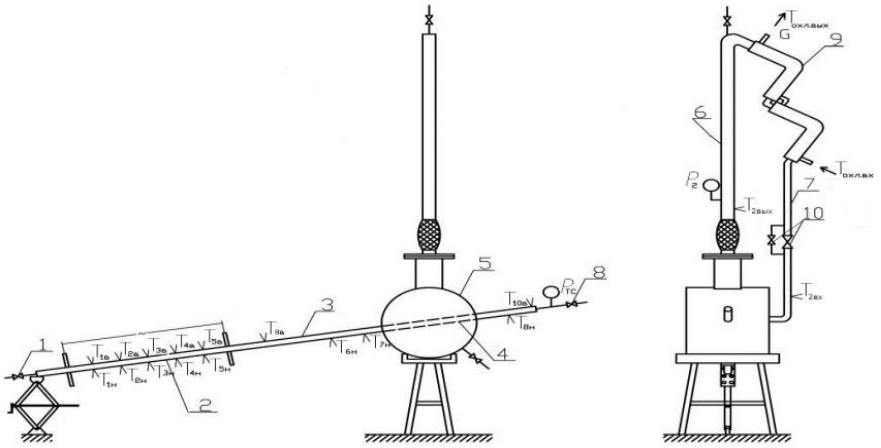
Эксперименты проведены на моделях ТС 1–6 [3, 4]. Схема модели 2 представлена на рисунке. Модели 5 и 6 отличаются расположением верхнего торца ТС внутри коллектора. Модели 2, 4–6 – натурные образцы для КУ с толщиной стенки $\delta_{ст} = 4$–5 мм. Полномасштабные модели 1, 3 изготовлены из низкотеплопроводной стали 12Х18Н10Т с $\delta_{ст} = 1.5$–2 мм. Модели 5, 6 включали два ТС, введённых внутрь коллектора на разную глубину (66–100 мм).

Перед каждой серией экспериментов измерялись давление оставшейся воздухопаровой смеси после вакуумирования (при $T \approx 20$ °С, P_0) и масса воды, залитой в ТС $m_в$. В экспериментах измерялись давление P в верхнем сечении ТС; мощность, затрачиваемая на электрообогрев з. н. $Q_{зн}$; температуры наружной поверхности ТС $T_{пов}$. По длине ТС и его периметру располагалось до 22 термопар. Измерялась температура охлаждающей среды (воздух или вода, $T_{охл}$), а иногда и её расход $G_{охл}$. Максимальные абсолютные Δ и относительные δ погрешности измерения: $\Delta P_0 = 0{,}5$ кПа; $\Delta m_в = 0{,}02$ кг; $\delta P = 8 \cdot 10^{-3}$; $\delta Q_{эл} = 0{,}02$; $\Delta T_{пов} = \Delta T_{охл} = 1$ °С; $\delta G_{охл} = 0{,}03$. Конструкции моделей и систем измерения приведены в [4, 5].

Явления, приводящие к разуплотнению ТС:

Переопрессовка внутреннего объёма ТС возможна при высокой степени водяного заполнения ТС, когда при увеличении температуры воды в ТС её давление превышает допустимое значение; нарушении баланса потоков з. н. и з. к. ($Q_{зн.} > Q_{зк.}$), невосстанавливающегося с ростом до допустимого давления пароводяной среды (ПВС) в ТС.

Превышение температурой стенки з. н. допустимого значения при давлении в ТС ввиду (i) кризиса противоточных потоков пара и воды («захлёбывание»), определяющего максимальный поток $Q_{макс} = G_i r$, обеспечивающий одинаковый массообмен расходов пара G_2 и конденсата G_1 между з. н. и з. к.; (ii) недостаточного заполнения з.н. ПВС; (iii) сепарации с наличием у верхней образующей з. н. низкотеплопроводной прослойки пара (*наклонные ТС*).



Эскиз установки с моделью 2: 1 и 8 – вентили, 2 –зона нагрева, 3 – транспортный участок; 4 – зона конденсации, 5 – коллектор охлаждающей воды, 6 и 7 – подъёмная и опускная ветви контура естественной циркуляции, 9 – холодильник, 10 – подпорные вентили

Максимальный тепловой поток ТС ($Q_{макс}$), связанный с «захлёбыванием» для парогенерирующих каналов с заглушенным нижним торцом, имеющих угол отклонения от горизонтали β = 0.026–1.57 = (1.5–90)°, экспериментально исследован авторами на 74 каналах различной формы. Для ТС, т. е. цилиндрических каналов единого диаметра по всей высоте, рекомендации по определению значения $Q_{макс}$ изложены в работах [6, 7]:

$$K_2^{кр} = \frac{Q_{макс}}{rF_{пр}\sqrt[4]{g\sigma(\rho'')^2(\rho'-\rho'')}} = A\left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{0.1} \mathrm{Bo}^{0.25},\ A = \min\,(0.09 + 1.2\beta;\ 0.525),\ \mathrm{Bo} = 9\text{–}40, \quad (1)$$

где $\mathrm{Bo} = d\sqrt{g(\rho'-\rho'')/\sigma}$ – число Бонда, $F_{пр}$ – проходное сечение ТС, м^2; σ – поверхностное натяжение кипящей воды, Н/м; β = 0.026–1.57; $L > 20d$; P = 0.5–12 МПа, $q_{з.н.} < 300$ кВт/м^2.

Для вертикальных парогенерирующих каналов, имеющих над собой переход под прямым углом к каналу существенно большего сечения, A = 0.45. В [8] для них расширен до $P_{абс}$ = 0.1 МПа, предел применения (1) вводом множителя

$$\Psi_{РС} = 1 - 0.33\exp\left[-300\left(\rho_2/\rho_1\right)\right].$$

В опытах авторов с вертикальными ТС (Bo = 9–40) показано, что рассчитанное по (1) при A = 0,45 значение $Q_{макс}$ определяет массовую скорость парового потока

$$(\rho W w)''_{пер} = Q_{макс}/rF_{пр}, \quad (2)$$

при котором происходит полное разрушение сепарационного уровня ПВС и переход лишь к кольцевой структуре противоточных потоков пара и воды в т. у. и в з. н. выше координаты, соответствующей значению $(\rho w)''_{пер}$. Для таких ТС в диапазоне значений $(\rho w)''$, соответствующих расчету по (1) при A = 0.45–0.525 приведённое изменение структуры потоков пара и воды не нарушает нормальную работу ТС, т. е. сохраняется баланс $G_1 = G_2$.

Если мощность ТС превышает значение $Q_{макс}$ (при расчёте «А» по (1), из-за неравенства $G_1 < G_2$ при способности з. к. сконденсировать этот расход пара часть конденсата скапливается в верху з. к., понижая расход сконденсированного ею пара. При этом повышается давление в ТС и в условиях P < 7 МПа, когда согласно расчёту по (1) $dQ_{макс}/dP > 0$ возможен переход к стационарному режиму работы ТС при «захлёбывании», но при более высоком давлении. При соответствующей массе воды в ТС такой переход не сопровождается наруше-

нием охлаждения з.н. При $P > 7$ МПа согласно (1) $dQ_{макс}/dP < 0$, и при росте давления значение $Q_{макс}$ снижается. Но, рост $T_н$ снижает температурный напор з. н. и значение $Q_{зн}$. Поэтому возможен переход к нормальному режиму работы ТС при $Q_{зн} < Q_{макс}$.

Сепарация пара с образованием у верхней образующей з.н. паровой прослойки исследовалась на моделях 2, 3 при полном заполнении з.н. ПВС. Для модели 2 степень водяного заполнения ТС $\varepsilon = m_в/(\rho_{хв}V_{ТС}) = 0.25–0.32$ ($\rho_{хв} = 10^3$ кг/м^3), а для модели 3 $\varepsilon = 0.92–0.96$. Для модели 2 в з.к. наблюдалась плёночная конденсация с противоточным движением пара и конденсата, а в модели 3 при $\beta = 1.35°–2°$ – естественная циркуляция (ЕЦ) среды по длине ТС с подъёмным движением воды (ПВС) в верхней части поперечного сечения ТС и опускным движением менее горячей воды в нижней части этого сечения.

При близких значениях общего теплового потока, характеризующего сепарацию пара $Q_{ух} = Q_{зн}z_{ух}/L_{зн} = (10.1–17.4$ и $5.5–13.4)$ кВт, соответственно для моделей 2 и 3 ($z_{ух}$ – продольная координата начала ухудшения охлаждения з.н.) имелось отличие на порядок их удельных значений $q_{зн} = (120–260$ и $13.5–31)$ кВт/м^2. Для модели 2 сепарация наблюдалась при $\beta =$ $= 3.07$ и 5° и в диапазоне давлений $P = 1.0–7.0$ МПа против $P = 0.8–3.1$ МПа для модели 3.

Обобщение экспериментальных данных достигалось соотношением

$$К_{ух} = A(1 + 26.9\beta)(\rho'/\rho'')^{0,1}. \quad (3)$$

Для модели 2 $A = 0.034$ при $\beta = 3.07$ и 5. Для модели 3 A = 0.018; 0.019 и 0.023 при $\beta =$ $= 1.35$; 1.53 и 2° рост A вызван повышением интенсивности ЕЦ в з. н. с ростом наклона ТС.

В работе [7] для обобщения опытных данных для модели 3 использовалась иной вид критерия С. С. Кутателадзе:

$$К_{ух} = Q_{ух}/\{rF_{пр}[g\sigma(\rho'')^2(\rho' - \rho'')]^{0.25}\}.$$

Изменение функции (3) с изменением угла наклона ТС близко к такому же изменению $К_{ух} = f(\beta) \sim 1 + 25.8\beta$ в [8] при охлаждении снизу наклонных пластин при $\beta = 0°–9.4°$.

Недостаточное заполнение ПВС з. н. ТС. Для вертикальных ТС ухудшение охлаждения з. н. проявляется не в верхней её части и связано с разрывами в плёнке конденсата, стекающей по поверхности з. н. В [9] дано соотношение для $\delta_{разр}$, оно при $q_{зн} < 120$ кВт/м^2: $\delta_{разр} =$ $= [15\nu'^2\sigma(1 - \cos\theta)/g^2(\rho' - \rho'')]^{0.2}$, θ – угол смачивания.

Для определения связи между толщиной плёнки конденсата на вертикальной поверхности и его расходом используем данные [2] для ламинарного режима течения плёнки:

$$Re_{пл} = G_{пл}/\pi d\mu' < 400,\ \delta_{пл} = 1.34\cdot(Re_{пл}\upsilon'^2/g)^{1/3}. \quad (4)$$

При допущении равномерного распределения расхода конденсата по периметру ТС совместное решение последних двух уравнений даёт соотношение для определения «плотности орошения» $G_{пл}/\pi d$ поверхности плёнкой, находящейся над уровнем пароводяной смеси, при которой в ней начинаются разрывы $G_{разр}/\pi d = 0{,}416g(\rho')^2(\delta_{разр})^3/\mu'$.

При $P = 1$ МПа $\delta_{пл} = \delta_{разр} = 0.12$ мм, $Re_{пл.разр} = 266$; $G_{разр}/\pi d = 0.04$ кг/(с·м) и $Q_{разр}/\pi d =$ $= G_{разр}r/\pi d = 80.4$ кВт/м. При этих условиях для вертикальных ТС из нержавеющей стали диаметром 50 и 80 мм разрывы в плёнке и локальные ухудшения охлаждения поверхности з.н. можно ожидать уже в верхнем сечении этой зоны, если тепловой поток ТС $Q_{ТС} < 12.6$ и 20.2 кВт.

Эксперименты с тонкостенными трубами (56×1.5 и 84×2) мм подтвердили расчёты.

Необходимая степень водяного заполнения ТС. Используя (4), определим часть водяного заполнения, находящуюся в плёнке конденсата. Это проценты от массы воды в ТС. Масса воды для полного заполнения ПВС з. н. определяется соотношением

$$(m_{\text{в}})_{\text{зн}} = \rho' F_{\text{пр}} \int_0^{h_{\text{з.н.}}} (1-\varphi_z) dz \,. \qquad (5)$$

Значение объёмного паросодержания определяем по модели потока дрейфа для ТС:

$$\varphi = w_0''/(C_0 w_0'' + \Delta w). \qquad (6)$$

В [10] для определения C_0 и Δw рекомендуются соотношения, сложные для расчётов. В работах [6, 7] использовано соотношение (6) с определением значений C_0 и Δw для пароводяных потоков пузырьково-вспененной структуры, т. е. $\varphi < 0.6$–0.7, по [8]:

$$\text{при Bo} > 18.5\ C_0 = 1.0;\quad \Delta w = U_0\psi,\quad \psi = 1.4(\rho'/\rho'')^{0,2},\quad U_0 = 1.5\sqrt[4]{\sigma g(\rho'-\rho'')/(\rho')^2}\,. \qquad (7)$$

В [11] эти соотношения обобщили опыты при давлении 1.2–17.6 МПа, включая данные экспериментов [12] с вертикальной трубой $d = 39$ мм при давлении (0.4–1.2 МПа).

Проведённые авторами для пароводяных потоков при $P_{\text{абс}} > 0.4$ МПа, расчёты φ для вертикальных труб по (6) с использованием [10, 11] дали отличие в φ по модулю до $\Delta\varphi = 0.02$.

Для задаваемого среднего значения q на внутренней поверхности з. н. ТС приведённая скорость пара в сечении ТС с продольной координатой z определяется соотношением:

$$(w_0'')_z = 4qz/(r\rho''d) = az,\ a = 4q/(r\rho''d). \qquad (8)$$

При $C_0 = 1.0$ (6) представим $\varphi = az/(az+\Delta w)$, интеграл (5):

$$\int_0^{h_{\text{з.н.}}} \frac{\Delta w}{az+\Delta w} dz = \frac{\Delta w}{a} \ln \frac{ah_{\text{з.н.}} + \Delta w}{\Delta w}\,.$$

В [5] методика [11] использована для наклонного ТС при упрощённом определении связи массового водяного заполнения ТС ($m_{\text{в}}$) и продольной координатой его уровня ($L_{\text{ф}}$) при расположении последнего в пределах з. н., т. е. $m_{\text{в}}/(F_{\text{пр}}L_{\text{ф}}) = \rho'(1 - \overline{\varphi})$. Использовано среднее арифметическое значение приведённой скорости пара под уровнем ПВС $(w_0'')_{\text{ср}} = 2qL_{\text{ф}}/(r\rho''d)$. При этих условиях данные опытов ($\overline{\varphi} = 0.12$–$0.46$) с моделью 3 при $\beta = 1.5°$–$12°$; $P_{\text{абс}} = 0.18$–1.67 МПа; $(w_0'')_{\text{ср}} = 0.02$–$0.4$ м/с; $q = 5$–20 кВт/м^2 обобщались (6). При имевших место Bo = 18.5–22, и, как и в [11] для вертикальных труб, допускалась автомодельность C_0 и U_0 относительно диаметра трубы. Влияние угла наклона ТС учитывалось:

$$C_0 = 1 + 0.73\cos\beta, \qquad \Delta w = U_0[1 + (\psi - 1)\sin\beta]. \qquad (9)$$

Для вертикальных труб имеется предельный переход $C_0 = 1.0$ и $\Delta w = U_0\psi$.

При $P_{\text{абс}} = 30$–300 кПа для вертикальных ТС расчёт по [11] даёт заниженные φ по сравнению с экспериментальными данными, которые обобщает [10] при $C_0 = 1.2$, Bo = 8–40:

$$\Delta w_{\text{ПР}} = 0,0047\text{Bo}^{0,5}(\rho'/\rho'')^{0,157} N_{\mu}^{-0,562};\ \Delta w_{\text{ПР}} = \Delta w(\rho')^{0,5}\left[g\sigma(\rho'-\rho'')\right]^{-0,25};$$

$$N_{\mu} = \mu'\left[\rho'\sigma\sqrt{\sigma/g(\rho'-\rho'')}\right]^{-0,5}.$$

Выводы

1. Сформулированы рекомендации по расчёту теплогидравлических характеристик вертикальных, наклонных ТС, парогазораспределения над уровнем ПВС в ТС.

2. Предложенные рекомендации, базируются на нормативных документах по расчёту ТО с расширением диапазона их применения на основе многолетних экспериментов авторов.

Литература

1. Балунов Б. Ф., Никитин В. И., Рыбников А. И. и др. Многолетние высокотемпературные испытания ТС натурных размеров // Теплоэнергетика. 2019. № 4. С. 73–80.

2. РД 24.035.05-89. Тепловой и гидравлический расчет теплообменного оборудования АЭС. Л.: НПО ЦКТИ, 1991.

3. Балунов Б. Ф., Белов А. А., Ильин В. А. и др. Теплогидравлические процессы в тепловой трубе с центральной циркуляционной вставкой при низком давлении // ТВТ. 2008. Т. 46. С. 1–8.

4. Ильин В. А. Экспериментальное исследование теплогидравлических характеристик и устойчивости высоконагруженных тепловых труб для перспективных систем аварийного расхолаживания реакторных установок: автореф. дис. … канд. наук. СПб, 2011.

5. Балунов Б. Ф., Белов А. А., Ильин В. А. и др. Теплогидравлические характеристики и парогазораспределение в слабоотклоненном от горизонтали ТС // Теплоэнергетика. 2007. № 5. С. 39–43.

6. Балунов Б. Ф., Говядко Д. Г., Илюхин Ю. Н., Киселев В. И. Необходимая степень заполнения и предельная мощность двухфазного ТС // Теплоэнергетика. 1992. № 8. С. 57–61.

7. Балунов Б. Ф., Белов А. А., Ильин В. А. и др. Максимальная мощность и условия ухудшения охлаждения слабоотклонённого от горизонтали ТС // Энергомашиностроение 2006. № 2. С. 25–27.

8. Балунов Б. Ф., Бабыкин А. С., Живицкая Т. С. Комплекс замыкающих соотношений, описывающих интенсивность охлаждения днища реактора в залитой водой шахте // Тез. докл. отраслевой конф. «Теплогидравлические коды для энергетических реакторов». Обнинск. 29–31 мая 2001. С. 118–120.

9. Zuber N., Staub F. W. Stability of dry patches forming in liquing film flowing over heated surfaces // Int. J of Heat Mass Transfer. 1966. P. 897–905.

10. Балунов Б. Ф., Лычаков В. Д., Щеглов А. А. и др. Истинное объемное паросодержание в вертикальных трубах при низком давлении пароводяного потока // Теплоэнергетика. 2012. № 1. С. 22–26.

11. Лабунцов Д. А. Корнюхин И. П., Захарова Э. А. Паросодержание двухфазного адиабатного потока в вертикальных каналах // Теплоэнергетика. 1968. № 4. С. 62–67.

12. Бабыкин А. С., Балунов Б. Ф., Ершов Ю. А., Живицкая Т. С., Петров Ю. В. Истинное объемное паросодержание при давлении 0.4–1.2 МПа // Теплоэнергетика. 1997. № 3. С. 27–31.

УДК 536.24

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛОСЪЕМА В ТЕПЛОПЕРЕДАЮЩИХ УСТРОЙСТВАХ С ПОМОЩЬЮ ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ

Э. А. Болтенко

Электрогорский научно-исследовательский центр по безопасности атомных электростанций», г. Электрогорск, Россия
boltenko@erec.ru

Для повышения энергонапряженности реакторных установок (РУ) и различных теплопередающих устройств используют методы интенсификации теплосъема [1, 2]. Использование средств интенсификации позволяет увеличить критический тепловой поток и, соответственно, критическую мощность РУ (запасы до кризиса теплоотдачи). Последнее позволяет также увеличить удельную мощность реакторной установки.

Для интенсификации теплосъема в теплопередающих устройствах (ТУ) во многих случаях используется закрутка потока. В докладе приведены результаты использования закрутки потока для интенсификации теплосъема и повышения запасов до кризиса теплоотдачи. Показано, что [1, 3] использование закрутки потока в теплопередающих устройствах (ТУ), в которых присутствуют выпуклые теплоотдающие поверхности, приводит к обратному эффекту – снижению критических тепловых потоков (КТП), преждевременному наступлению кризиса, входу канала в закризисные режимы и выходу из строя ТУ. Тепловыделяющие элементы, используемые в тепловыделяющих сборках (ТВС), имеют выпуклые теплоотдающие поверхности. В связи с этим, использование закручивающих элементов в целях интенсификации теплосъема в сборках нецелесообразно.

Для повышения теплосъема и запасов до кризиса теплоотдачи на выпуклых теплоотдающих поверхностях теплопередающих устройств предложено использовать взаимодействующие закрученные потоки [4–7].

В докладе приведен обзор работ по интенсификации теплосъема с помощью закрученных взаимодействующих потоков. Представлены зависимости для определения интенсивности теплосъема и кризиса теплоотдачи на вогнутых и выпуклых теплоотдающих поверхностях. Приведены результаты оценки эффективности теплопередающих устройств, использующих для интенсификации теплосъема взаимодействующие закрученные потоки [8]. При оценке эффективности ТУ в качестве базового ТУ выбран кольцевой канал. Последнее связано с тем, что его элементы (труба – вогнутая теплоотдающая или стержень – выпуклая теплоотдающая поверхность) входят в качестве составных в различные теплообменные аппараты и ядерные энергетические установки. Эффективность теплопередающих устройств ТУ в однофазной области определена на основе использования коэффициента интенсификации η, $\eta = (Nu/Nu_0)/(\xi/\xi_0)$, где ξ, ξ_0 – коэффициенты трения для канала с интенсификацией и гладкого кольцевого канала, Nu, Nu_0 – критерий Нуссельта для канала с интенсификацией и гладкого кольцевого канала. Показано, что для выпуклой и вогнутой теплоотдающих поверхностей имеются области с коэффициентом интенсификации η равным или большем единицы, т. е. имеют место области с превалирующим увеличением числа Nu по сравнению с коэффициентом сопротивления. Впервые экспериментальная закономерность изменения теплоотдачи на стенках с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции, заключающаяся в том, что в определенном диапазоне размеров и расположения турбулизаторов рост теплоотдачи больше роста гидравлического сопротивления, была показана в работах Г. А. Дрейцера и др. [9]. Наличие таких зон косвенно указывает на характер вихре-

образования при взаимодействии закрученного и транзитного потоков. По-видимому, в этом случае образуются трехмерные упорядоченные структуры, не вызывающие существенного изменения степени турбулентности, в связи с чем увеличение теплоотдачи не сопровождается ростом потерь на трение.

Литература

1. Болтенко Э. А. Кризис теплоотдачи и распределение жидкости в парогенерирующих каналах. М.: Радуга, 2015. – 280 с.

2. Кузма-Кичта Ю. А. Методы интенсификации теплообмена. М.: Изд-во МЭИ, 1994.

3. Болтенко Э. А. Кризис теплообмена в кольцевых каналах с закруткой потока // Теплоэнергетика. 2003. № 11. С. 25–30.

4. Пат. России 1540426 МКИ3F28F13/12. Теплопередающее устройство / Э. А. Болтенко // Заявка № 4423162/24-06 от 07.05.88. Открытия. Изобретения. 1992. № 31.

5. Пат. РФ на изобретение 2680175 С1, МПК^3 F28F13/12. Способ повышения теплосъема на выпуклых теплоотдающих поверхностях теплопередающих устройств и устройство для его осуществления / Э. А. Болтенко // Заявка № 2016142832/28, от 31.10.2016, опубликовано: 18.02.2019. Бюл. № 5.

6. Болтенко Э. А. Исследование теплосъема в кольцевых каналах с закруткой и транзитным потоком в докризисной области // ТВТ. 2016. Т. 54, № 4. С. 545–552.

7. Болтенко Э. А. Исследование кризиса теплоотдачи на теплоотдающих поверхностях кольцевых каналов с закруткой и транзитным потоком // Теплоэнергетика. 2016. № 10. С. 42–47.

8. Болтенко Э. А. Эффективность теплообмена в теплопередающих устройствах с использованием взаимодействующих закрученного и транзитного потоков // Теплоэнергетика. 2019. № 1. С. 85–90.

9. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Ярхо С. А. Интенсификация теплообмена в каналах. 3-е изд. перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1990.

УДК 536.422

ТЕПЛОВЫЕ ТРУБЫ, НАНОЖИДКОСТИ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

Л. Л. Васильев

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Введение. Целью данной работы является анализ результатов экспериментальных исследований тепловых труб и термосифонов, в которых использованы наножидкости, нанопокрытия и нанокомпозиты. В данном случае наножидкости рассматриваются как актуальные для применения в прозрачных мини-теплообменниках, тепловых трубах, термосифонах и паровых камерах, нагреваемых лазерным или солнечным излучением.

Наножидкости. Наножидкости – это двухфазные среды, в которых наноразмерные твердые частицы (1–100 нм) диспергированы в базовых жидкостях, таких как вода, углеводороды и т. д. Благодаря наличию улучшенных тепловых характеристик, наножидкости рассматриваются как новое поколение теплопередающих и теплоаккумулирующих субстанций. Лучшее понимание свойств этих жидкостей и того, как они взаимодействуют с твердой стенкой

тепловой трубы, может быть достигнуто при детальном исследовании природы пристеночного течения жидкости на наноразмерном уровне. Когда наночастицы равномерно распределены в объеме наножидкости, она приобретает многочисленные преимущества по сравнению с обычной жидкостью. Влияние базовых жидкостей, материалов частиц, размера наночастиц, их концентраций и морфологии на теплофизические свойства рассмотрено в работах [1–3]. Применение наножидкости в мини-каналах обеспечивает высокую эффективность работы, компактность и низкое термическое сопротивление тепловых труб. Пример прозрачной тепловой трубы, работающей на наножидкости, представлен на рис. 1. Образование мини-пузырей пара вокруг наночастиц при лазерном облучении потока наножидкости в прозрачном канале показано на рис. 2.

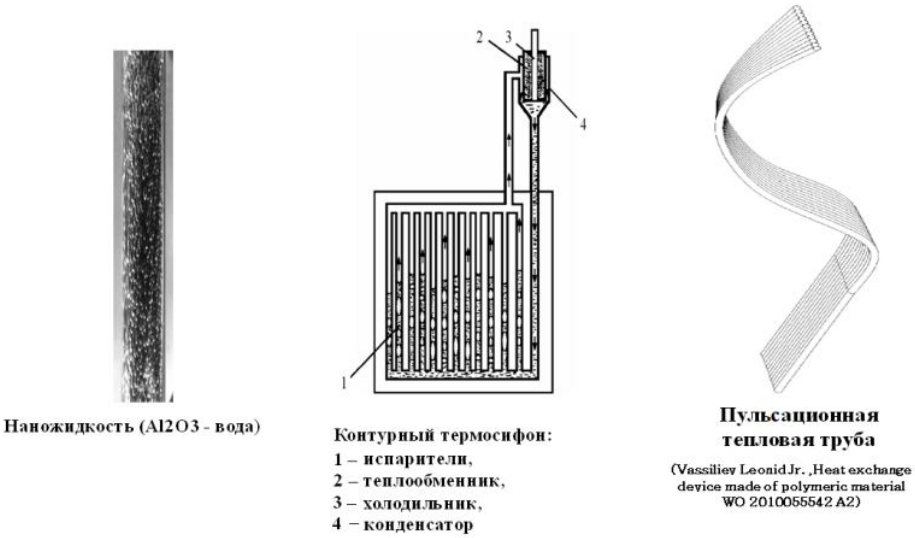


Рис. 1. Прозрачные тепловые трубы (стекло, полимер) с наножидкостью

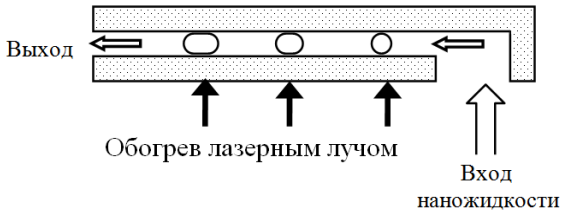


Рис. 2. Образование мини-пузырей пара вокруг наночастиц при лазерном облучении потока наножидкости в прозрачном канале

За последние несколько лет были разработаны наножидкости на основе расплавленных солей и ионных жидкостей для аккумулирования и передачи тепла при средних и относительно высоких температурах. На их свойства влияют не только характеристики наноматериалов и базовых жидкостей, но и методы и технологии синтеза, такие как интенсивность и продолжительность обработки ультразвуком. Визуализация чистой жидкости и мини-пузырей вокруг наночастиц Al_2O_3 в наножидкости под действием лазерного излучения представлена на рис. 3.

Инженеры и ученые давно пытаются улучшить теплофизические свойства конвективных теплоносителей. Технологические разработки последнего десятилетия позволяют равномерно диспергировать частицы размером от 10 до 100 нм в наножидкостях. В большом количестве исследований было показано, что наножидкости демонстрируют аномально высокое увеличение конвективного теплообмена [3]. Результаты этих экспериментов однозначно подтверждают, что ньютоновское течение наножидкости может быть описано путем использования числовых корреляций Нуссельта, полученных для однофазных жидкостей, таких как

вода при использовании теплофизических свойств наножидкости. Зависимости коэффициента теплообмена в наножидкости от скорости ее потока представлены на рис. 4.

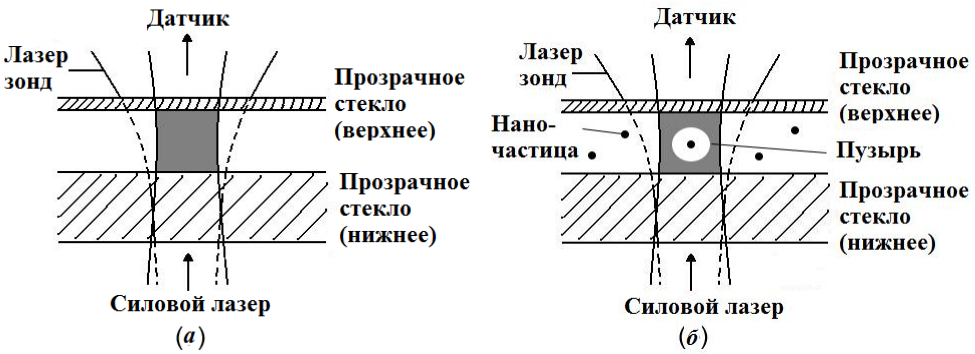


Рис. 3. Визуализация под действием лазерного излучения: *а* – чистой жидкости; *б* – мини-пузырей вокруг наночастиц Al_2O_3 в наножидкости

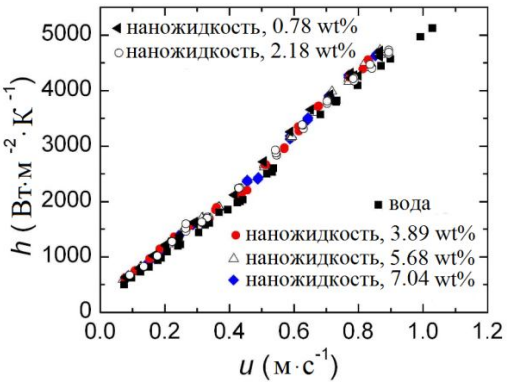


Рис. 4. Коэффициент теплообмена в наножидкости как функция скорости потока жидкости [2]

Нанопокрытие стенок испарителей тепловых труб. Нанопокрытие мини-каналов испарителя тепловых труб обеспечивает наличие дополнительных центров ядрообразования при фазовом переходе жидкость–пар, не требующих сильного перегрева жидкости и существенно интенсифицирующих теплообмен. Нанопокрытие (толщина 25–100 мкм) на поверхности мини-канавок тепловых труб снижает (в 2-3 раза) термическое сопротивление испарителя тепловой трубы, повышает капиллярное давление и проницаемость фитиля. Изображение спеченного бипористого медного порошка для испарителя тепловой трубы представлено на рис. 5. Пример использования наночастиц CuO в испарителе термосифона в виде мини-канавок представлен на рис. 6, в виде покрытия на поверхности мини-столбиков – на рис. 7.

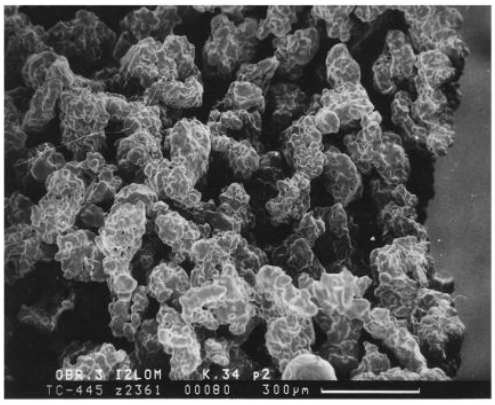


Рис. 5. Спеченный бипористый медный порошок испарителя медной тепловой трубы



Рис. 6. Мини-канавки испарителя термосифона, покрытые наночастицами CuO

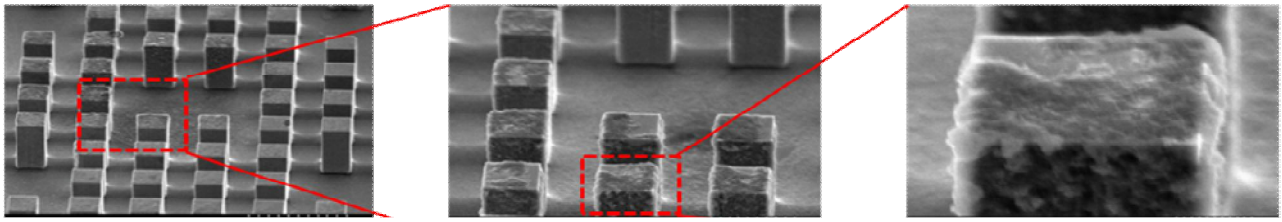


Рис. 7. Слой наночастиц CuO на поверхности мини-столбиков испарителя тепловой трубы

Термосифонный испаритель – медная пластина с фитилем в виде концентрических и радиальных капиллярных канавок на его поверхности, покрытых тонким слоем оксида меди CuO. Диаметр испарителя 80 мм.

Нанокомпозиты в качестве материала для корпуса тепловых труб и термосифонов. Полимерные композиты, армированные нановолокном и наночастицами, рассматриваются как перспективная альтернатива металлам. Надежность радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) определяется в соответствии с современными представлениями [2] в первую очередь ее рабочей температурой. В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси разработан, спроектирован и испытан новый полимерный кольцевой термосифон [4, 5], в котором использована нанотехнология создания корпуса в виде полимерного нанокомпозита. Оболочка термосифона состоит из полиамидного компаунда с наноуглеродными волокнами и алмазными наночастицами. Такая конструкция корпуса термосифона имеет эффективную теплопроводность до 11 Вт/(м·°С), что более чем в 40 раз превышает теплопроводность чистого полиамида. Обнаружено, что термическое сопротивление плоского испарителя полимерного термосифона сопоставимо с термическим сопротивлением металлического термосифона. В определенных областях применения полимерные композиты, армированные углеродными нановолокнами и наночастицами, могут успешно заменить металлическую оболочку тепловых труб. Пример кольцевого полимерного термосифона с корпусом из нанокомпозита представлен на рис. 8. Температурное поле вдоль контура термосифона как функция тепловой нагрузки показано на рис. 9.

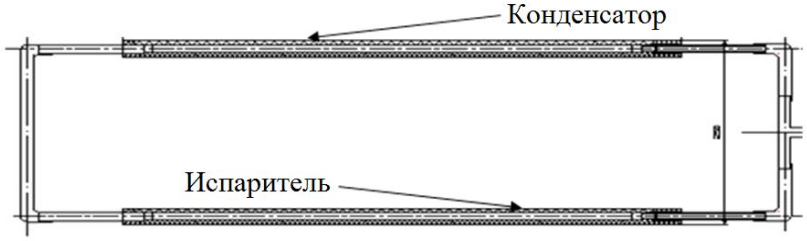


Рис. 8. Кольцевой полимерный термосифон с корпусом из нанокомпозита (полиамид с введенными микро- и наноалмазными частицами, армированный угольными микроволокнами)

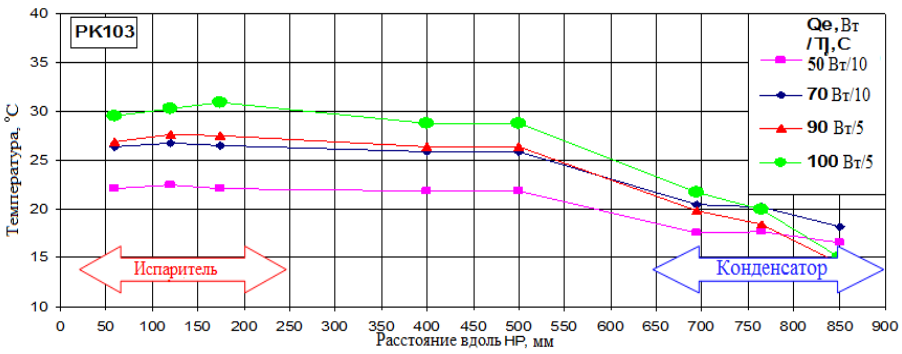


Рис. 9. Температурное поле вдоль контура термосифона как функция тепловой нагрузки. Рабочая жидкость – изобутан

Создание металлополимерных и металлокерамических наноструктур представляет собой крупный прорыв в материаловедении. Наноразмерные частицы могут повысить прочность металла, сохраняя или даже улучшая его пластичность. Например, новый металлический нанокомпозит, содержащий около 14 процентов наночастиц карбида кремния и 86 процентов магния, имеет высокую прочность и теплопроводность и может быть рекомендован для широкого использования в качестве корпусов теплопередающих устройств.

Длинные термосифоны (кольцевые и пародинамические), разработанные в лаборатории пористых сред ИТМО НАН Беларуси, представляют большой интерес для применения в качестве компонентов теплообменников, предназначенных для рекуперации энергии возобновляемых источников (солнечных и других) и повышения их потенциала с помощью тепловых насосов. Длинный кольцевой термосифон представлен на рис. 10, продольный разрез испарителя – на рис. 11. Прозрачные термосифоны с рабочей наножидкостью являются хорошим инструментом для объемной абсорбции солнечной радиации и преобразования ее в теплоту. Особенно актуальна в настоящее время разработка технологии охлаждения компонентов электроники на базе паровых камер, кольцевых термосифонов и тепловых труб.

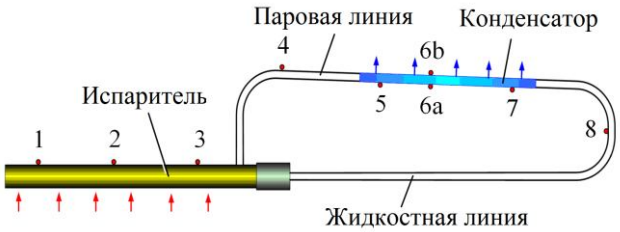


Рис 10. Длинный кольцевой термосифон (1–8 – места расположения термопар) и его горизонтальный испаритель с пористым микро- и нанопокрытием стенки [4]

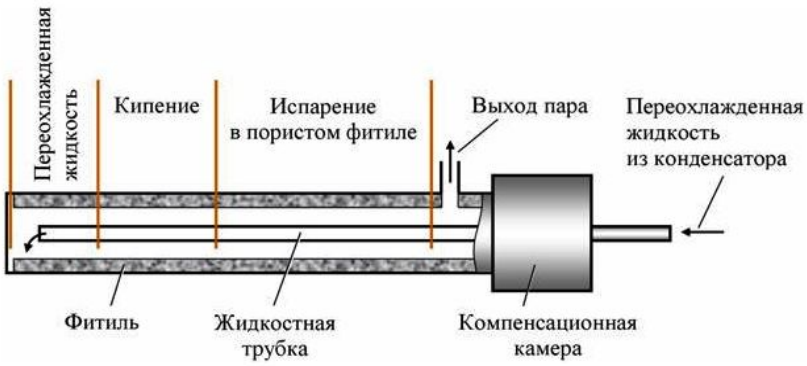


Рис. 11. Продольный разрез испарителя кольцевого термосифона

Современные разработки чипов позволяют создавать микроустройства с более высокой плотностью упаковки и, как следствие, с более высокой генерацией тепла. Миниатюризация чипов увеличивает плотность выделяемого теплового потока, который необходимо рассеивать в окружающую среду, что является одним из наиболее ограничивающих барьеров для развития нанотехнологии. Правильное управление температурным режимом чипов обеспечивает их надежную работу и максимально увеличивает среднее время между отказами микроэлектронных устройств.

Литература

1. Bengt Sundén. Impact of micro- and nanostructures and nanofluids on heat transfer performance // 5th Intern. Workshop on Heat/Mass Transfer Advances for Energy Conservation and Pollution Control (IWHT2019), 13–16 August 2019, Novosibirsk, Russia, 2019.

2. Wei Wang, Zan Wu, Bingxi Li, Bengt Sunden, A review on molten-salt-based and ionic-liquid-based nanofluids for medium-to-high temperature heat transfer // J. of Thermal Analysis and Calorimetry. 2019. P. 1037–1051.

3. Naser A., Joao A., Teixeira and Abdulmajid Addali. A review on nanofluids: fabrication, stability, and thermophysical properties // J. of Nanomaterials. March 2018.

4. Vasiliev L. L., Grakovich L. P., Rabetsky M. I., Vassiliev L. L. Jr. Heat transfer enhancement in heat pipes and thermosyphons using nanotechnologies (nanofluids, nanocoating, and nanocomposites), as an HP envelope // Int. J. Heat Pipe Science and Technology. 2013. Vol. 4, No. 4. P. 251–275.

5**.** Vasiliev L. L., Vassiliev L. L. Jr., Rabetsky M. I., Grakovich L. P., Zhuravlyov A. S., Shapovalov A. V., Rodin A. V. Long horizontal vapordynamic thermosyphons for renewable energy sources // Heat Transfer Engineering. 2018. Vol. 40. Issue 3-4. P. 258–266.

УДК 536.422

ДИНАМИКА ЗАПОЛНЕНИЯ ПРИРОДНЫМ ГАЗОМ АККУМУЛЯТОРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СОРБЕНТОВ И ДВУХФАЗНЫХ ТЕРМОСИФОНОВ

Л. Л. Васильев, Л. Е. Канончик

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Сорбционная технология хранения газообразного топлива становится более конкурентно-способной и выгодной по сравнению с традиционными технологиями с точки зрения экономики, снижения энергозатрат и охраны окружающей среды. Применение двухтопливного двигателя внутреннего сгорания и сорбционных газовых аккумуляторов на транспорте дает минимальное увеличение веса за счет альтернативной системы хранения газа, не требует развитой инфраструктуры водородных заправок и станций подзарядки, сокращает расходы на компрессорное и криогенное оборудование. Основной фактор повышения эффективности работы таких систем – обеспечение равномерного и быстрого охлаждения/нагрева объема сорбента.

Целью настоящей работы является разработка технологии регулируемого заполнения сорбционного аккумулятора природным газом и двухфазных систем теплового контроля. Представляет интерес изучить воздействие альтернативной организации интенсификации теплообмена в слое сорбента с помощью оребренного длинного термосифона и контура циркуляции холодного газа. Количественная оценка различных режимов зарядки выполняется на основе предлагаемой CFD-модели тепло-и массопереноса в терморегулируемом газовом аккумуляторе.

На рис. 1 представлена схема рециркуляционной зарядки природным газом сорбционного аккумулятора. Согласно способу зарядки предварительно охлажденный вне контейнера газ проходит через сорбирующую среду хранения. Для того, чтобы достичь эффективной диссипации энергии, выделяемой в результате взаимодействия газа и сорбента, предусмотрен контур циркуляции. При этом контейнер для хранения имеет два отверстия и интегрирован в контур циркуляции, который проходит через внешний теплообменник. С целью уменьшения градиентов температуры и негативного влияния теплоты адсорбции в конструкцию аккумулятора предложено ввести оребренный термосифон, снабженный жидкостным теплообменником в зоне конденсации.

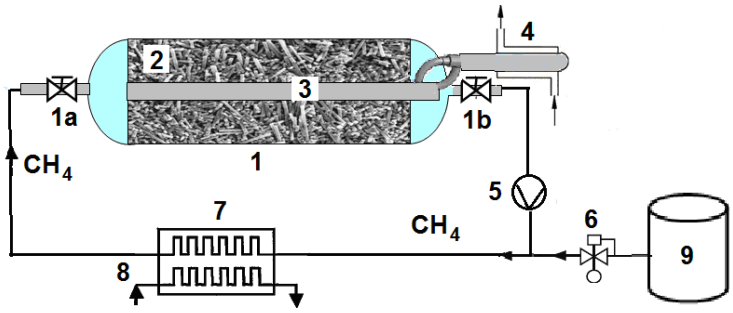


Рис. 1. Схема рециркуляционной зарядки терморегулируемого газового аккумулятора: 1 – корпус, 1а и 1б – впускной и выпускной клапаны, 2 – сорбент, 3 – оребренный термосифон, 4 – жидкостный теплообменник, 5 – компрессор, 6 – редуктор давления, 7 – внешний теплообменник, 8 – хладагент; 9 – стандартный баллон с газом

Длинные кольцевые термосифоны (ДКТ) с пористым испарителем разработаны как удобные устройства теплового контроля сорбционных теплообменников, предназначенных для гибридных транспортных средств. В качестве рабочей жидкости рассматриваются R245fa, вода и ацетон. Подобные термосифоны могут быть изготовлены в разных конфигурациях. Например, медный кольцевой термосифон, представленный на рис. 2, имеет тонкий и длинный горизонтальный испаритель и цилиндрический конденсатор с жидкостным теплообменником. Внутри испарителя находится капиллярно-пористое покрытие из спеченного порошка меди толщиной менее 1 мм. Транспортные линии для жидкости и пара являются обычными трубами, что значительно снижает перепад давления. Часть жидкостной линии из конденсатора ДКТ вставляется в испаритель с одного конца, образуя кольцевой мини-промежуток между линией жидкости и оболочкой испарителя. В кольцевом мини-канале внутри испарителя происходят фильтрация, капиллярная перекачка рабочей жидкости и двухфазный теплообмен (испарение + цикл мини-кипения). Конденсатор ДКТ выполнен в виде прямой медной трубки длиной 105 мм, диаметром 6 мм, размещенной внутри теплообменника жидкость/жидкость. Общая длина ДКТ, включая линию пара и линию жидкости, составляет около 500 мм. Объем заправки рабочей жидкостью всегда гарантирует ее наличие в компенсационной камере даже если конденсатор, паровой и жидкостный трубопроводы полностью заполнены. Интенсивный двухфазный тепломассоперенос внутри кольцевого мини-канала испарителя возможен за счет кипения рабочей жидкости в канале и ее испарения внутри пористого фитиля, которое происходит под влиянием тепловой нагрузки.

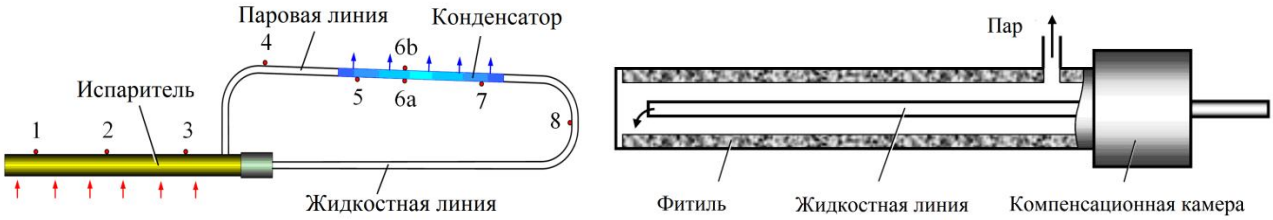
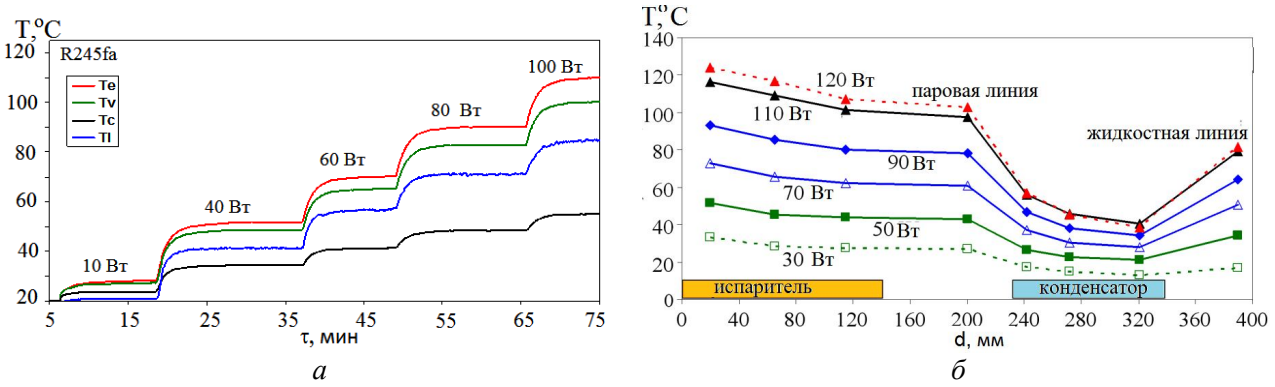


Рис. 2. Длинный кольцевой термосифон (1–8 – места расположения термопар) и его горизонтальный испаритель с пористым покрытием изнутри

Проведенные исследования показали (рис. 3), что ДКТ демонстрирует хорошую динамику быстрого достижения рабочего режима; запускается при низких тепловых нагрузках (менее 10 Вт) и стабилен в работе в широком диапазоне тепловых потоков до 200 Вт. Когда тепловая нагрузка испарителя ДКТ изменяется, теплопередающая способность термосифона не ухудшается. Разработанный длинный кольцевой термосифон с испарителем с гетерогенной пористой структурой способен поддерживать высокие теплопередающие характеристики даже при больших уровнях подводимой теплоты, по сравнению со стандартными контурны-

ми термосифонами в результате самоподдерживающейся циркуляции жидкости внутри устройства. Максимальная нагрузка, подаваемая на испаритель в процессе испытаний кольцевого термосифона (рабочая жидкость вода), не превышала 50 кВт/м^2; термическое сопротивление ДКТ составило 0,36 К/Вт; термическое сопротивление испарителя близко к 0,1–0,05 К/Вт.



а *б*

Рис. 3. Изменение температур (*а*) испарителя, пара, конденсатора и жидкости в результате ступенчатого изменения тепловой нагрузки испарителя и распределение температуры (*б*) по длине для различной величины передаваемого теплового потока кольцевого термосифона

В качестве двухфазного теплопередающего устройства (см. рис. 1), охлаждающего слой сорбента в газовом аккумуляторе на станции заправки, рассматривается горизонтальный пародинамический термосифон [1] с кольцевыми каналами в длинном испарителе и конденсаторе (ПДТ). Цикл зарядки газового аккумулятора в режиме рециркуляции состоит из двух стадий. На первой стадии, когда открыт только входной клапан, происходит заполнение емкости газом в условиях переменного давления и постоянного массового расхода в непроточном режиме. Давление в аккумуляторе быстро достигает номинального значения, так как сорбент не успевает охладиться и его поглощающая способность остается невысокой. Продолжительность первой стадии зависит от величины массового расхода газа и уровня температуры. На второй стадии используются впускной и выпускной клапаны аккумулятора. Принцип работы рециркуляционной схемы заключается в организации (после достижения номинального давления) "адвективного" течения запасаемого газа в слое сорбента за счет подачи его на вход аккумулятора при низкой температуре и удалении на выходе при более высокой температуре. Часть газа адсорбируется, а другая часть (профильтрованная через слой сорбента) через выпускной клапан переходит в контур циркуляции, транспортируя часть энергии, обусловленной собственно энтальпией, теплотой реакции адсорбции и энергией сжатия. Затем этот газ смешивается с дополнительной порцией газа (с начальной температурой T_0) из резервного стандартного баллона для поддержания заданного расхода на входе в аккумулятор и давления в контуре циркуляции, значения которых контролируется редукторами. Далее обогащенный поток газа прокачивается компрессором через внешний теплообменник-охладитель и направляется обратно на вход в аккумулятор. Теплообменник с охлаждающей средой, например, аммиаком или азотом, может быть установлен на станции заправки и периодически подключается к контуру циркуляции газа. С течением времени температура в слое сорбента уменьшается и запасаемый газ накапливается в нем, в основном за счет адсорбции. Этот процесс может повторяться, пока желаемые условия хранения не будут достигнуты. Заданный запас газа получают путем многократного частичного возвращения газового потока после прохождения через сорбент и внешний теплообменник-охладитель.

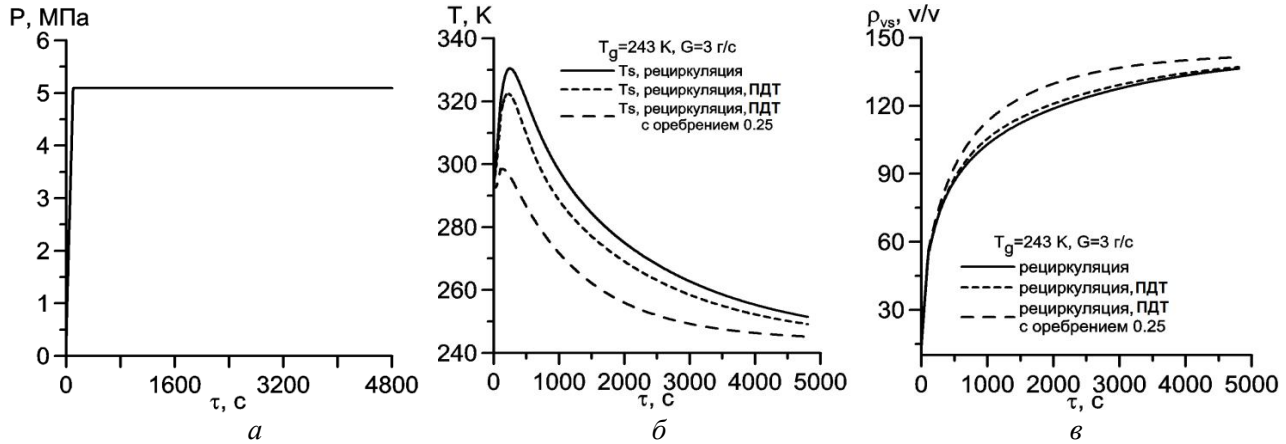
Таким образом, в этой схеме зарядки газ, который одновременно является адсорбтивом и энергоносителем, запасается в динамическом режиме в слое сорбента (в соответствии с те-

кущими значениями давления и температуры), а часть продолжает циркулировать через контур. Температура хранения может регулироваться изменением мощности внешнего теплообменника за счет выбора разновидности рабочей жидкости (например, жидкий азот), ее расхода и температуры.

В качестве наполнителя сорбера аккумулятора применялось активированное угольное волокно типа «Бусофит ТМ 055», изотермы адсорбции метана которого при температуре выше критической описываются уравнением Дубинина–Астахова с модифицированным термическим коэффициентом предельной адсорбции

$$a_{\text{eq}} = a_0^0 \exp\left\{-\left(\frac{A}{E}\right)^n - \alpha_{\text{t, mod}}\left(T - T_0\right)\right\}, \quad A = R_\mu T \ln\left(\frac{P_{\text{cr}}}{P}\left(\frac{T}{T_{\text{cr}}}\right)^2\right). \tag{1}$$

Для решения проблемы нестационарного тепло- и массообмена в сорбционном аккумуляторе использовалась разработанная ранее расчетная CFD-модель [2], основанная на определяющих 2D уравнениях сохранения потоков массы, импульса и энергии. Принятые допущения были дополнены условием подачи газа на вход: аккумулируемый газ поступает в аккумулятор с постоянной массовой скоростью G_0 после охлаждения до фиксированной температуры хранения $T_{g\text{-}st.}$ В случае рециркуляционной зарядки на входе в аккумулятор задавались граничные условия "mass inlet", а на выходе из него после достижения номинального давления – "pressure-outlet". На рис. 4 представлены результаты моделирования в виде характеристик зарядки газового аккумулятора с работающим ПДТ как с оребрением, так и без него, а также для выключенного термосифона. Испытаниям подвергался цилиндрический образец с корпусом из нержавеющей стали и двумя клапанами. Кольцевой слой микропористого сорбента длиной 1.6 м мог охлаждаться/нагреваться встроенным термосифоном (с внешним диаметром 0.02 м) без оребрения или ПДТ с внешним оребрением в виде лепестковых ребер. Такие круглые алюминиевые ребра (шаг 32 мм, толщина 0.8 мм, высота 42 мм) с прорезями (приведенная пористость 0,25), с одной стороны, способствуют увеличению эффективной теплопроводности слоя, а с другой стороны, не препятствуют прохождению газа в продольном направлении. Во всех вариантах расчета впуск модельного газа (метана), охлажденного до температуры 243 К, происходил с одинаковой массовой скоростью 3 г/с в течение сорока минут. Максимум температурных зависимостей совпадает с окончанием стадии увеличения давления до номинального значения ~5 МПа. Видно, что осуществление зарядки аккумулятора, терморегулируемого "адвективной" теплопередачей газа и ПДТ с проницаемыми ребрами, дало наибольшее увеличение объемной плотности хранения метана до 137 v_{STP}/v.



а *б* *в*

Рис. 4. Изменение давления (*а*) и температуры (*б*), усредненных по объему сорбента, и объемной плотности (*в*) запасенного метана в ходе рециркуляционной зарядки аккумулятора (V = 11.5 л) для выключенного и работающего термосифона без оребрения и с проницаемым оребрением

Заметному повышению температуры слоя сорбента в результате поглощения газовых молекул препятствовала эффективная работа оребренного термосифона и циркуляция охлажденного газа, что привело в конце процесса к асимптотическому снижению температуры слоя пористого материала почти до 243 К.

Литература

1. Vasiliev L. L. Vassiliev L. L. Jr., Rabetsky M. I., Grakovich L. P., Zhuravlyov A. S., Shapovalov A. V., Rodin A. V. Long horizontal vapordynamic thermosyphons for renewable energy sources // Heat Transfer Engineering. 2018. Vol. 40, Iss. 3–4. P. 258–266.

2. Vasiliev L. L., Kanonchik L. E., Tsitovich A. P. Adsorption system with heat pipe thermal control for mobile storage of gaseous fuel // Int. J. Thermal Sciences. 2017. Vol. 120. P. 252–262.

УДК 536.248.2

МИКРОПРОФИЛИРОВАННЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ СВЕРХТОНКИХ ИСПАРИТЕЛЬНО-КОНДЕНСАЦИОННЫХ УСТРОЙСТВ

О. Л. Войтик, К. И. Делендик, Н. В. Коляго, О. Г. Пенязьков, Л. Ю. Рощин

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Проблема обеспечения необходимых тепловых режимов электронной техники является как никогда актуальной, что связано с постоянной комплексной миниатюризацией электронных компонентов и их функционированием в узком температурном диапазоне (процессор Kirin 980 Huawei [1], Apple A12 Bionic [2] и Qualcomm Snapdragon 855 Xiaomi [3] производится по 7-нанометровой технологии; Exynos 9820 Samsung – по 8-нанометровой технологии [4]). Это ведет к возрастанию плотности рассеиваемой мощности, ограничивая применение традиционных способов отвода тепла от труднодоступных точечных источников электронных схем. Использование компактных паровых камер позволяет решить проблему термостабилизирования элементов электроники [5–10].

Паровая камера – испарительно-конденсационное устройство, служащее для отвода тепловых нагрузок от труднодоступных теплонапряженных элементов при малых градиентах температуры и работающее по замкнутому циклу [11–13]. В настоящее время ведутся интенсивные разработки по совершенствованию капиллярных структур для паровых камер [5–13]. Создание эффективных и компактных паровых камер является актуальной задачей, которая может быть решена с помощью микропрофилированного фитиля. Микропрофилированный фитиль одновременно должен выполнять несколько важнейших функций: капиллярного насоса для перемещения жидкости из конденсатора в испаритель, транспортной артерии и тела, в котором происходят процессы теплообмена с изменением агрегатного состояния теплоносителя [14–16].

Особенности строения фитиля паровой камеры обусловливаются структурными параметрами, которые определяют капиллярно-транспортные (таблица) и теплофизические свойства фитиля. К таким исходным структурным параметрам относятся: форма, характерный радиус r и шаг структуры S, пористость ε.

Структурные и капиллярно-транспортные характеристики различных форм микроструктур ($s = S/(2r)$ – безразмерный шаг структуры) [17]

Форма микроструктуры	Цилиндрическая	Коническая	Сферическая	Пирамидальная
Пористость ε	$1-\frac{\pi}{4s^2}$	$1-\frac{\pi}{12s^2}$	$1-\frac{\pi}{6s^2}$	$1-\frac{1}{3s^2}$
Проницаемость K	$\frac{27.6r^2\varepsilon^{8.43}}{(1-\varepsilon)^{-2.88}}$	$\frac{0.0964r^2\varepsilon^{3.55}}{(1-\varepsilon)^{0.6}}$	$\frac{4r^2\varepsilon^3}{150(1-\varepsilon)^2}$	$\frac{9.3\cdot10^4 r^2\varepsilon^{27.4}}{(1-\varepsilon)^{-4.55}}$

На рис. 1 представлены изменения основных капиллярно-транспортных характеристик в зависимости от размеров микроструктуры для различных форм. Как показано на рис. 1, *а*, пористость при плотной упаковке микроструктур может различаться в 3.4 раза (цилиндрическая и коническая микроструктуры), при свободной упаковке пористость для всех структур более 80%. Максимальной пористостью обладает коническая микроструктура.

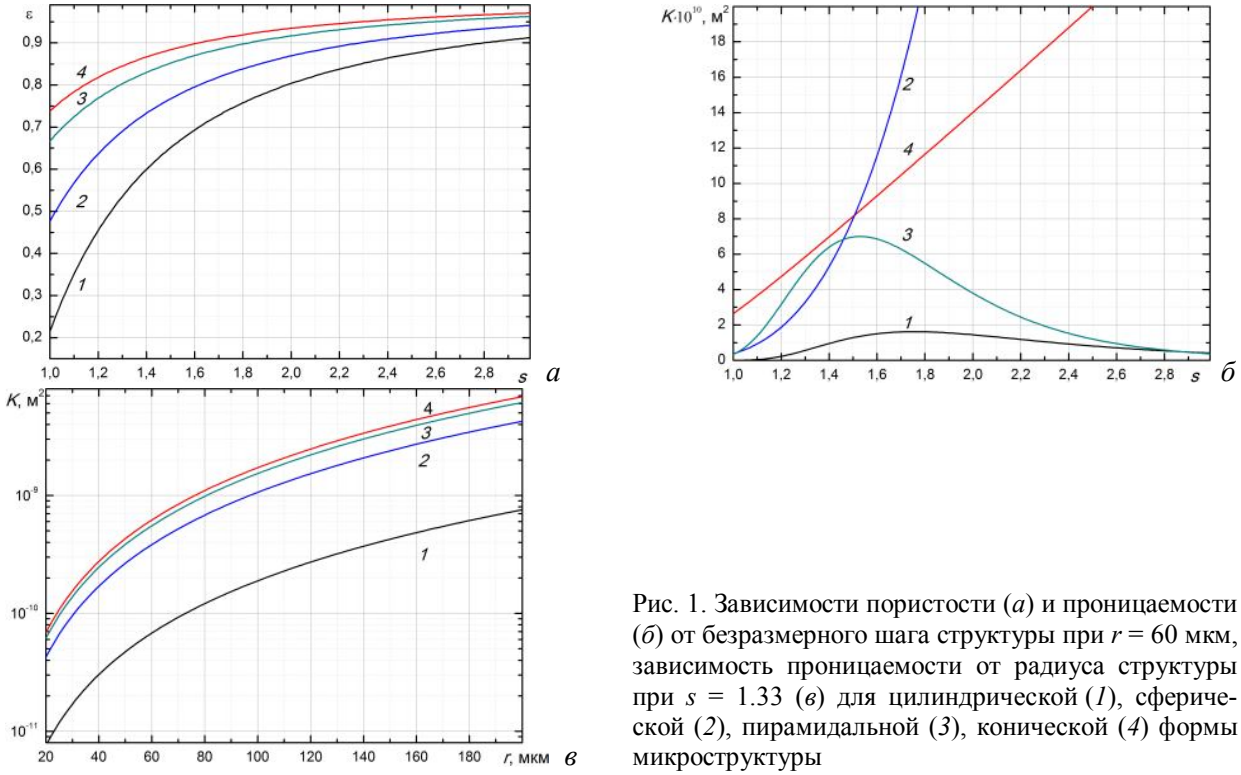
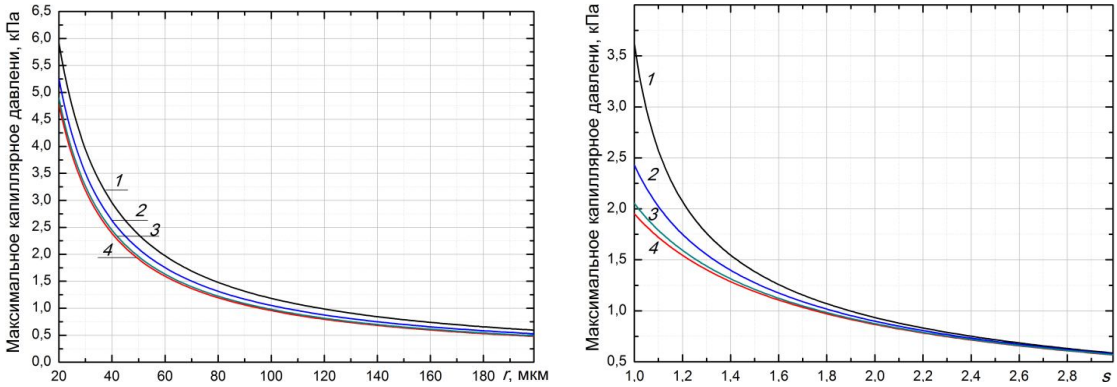


Рис. 1. Зависимости пористости (*а*) и проницаемости (*б*) от безразмерного шага структуры при r = 60 мкм, зависимость проницаемости от радиуса структуры при s = 1.33 (*в*) для цилиндрической (*1*), сферической (*2*), пирамидальной (*3*), конической (*4*) формы микроструктуры

Дифференцируя функции коэффициентов проницаемости (см. таблицу), получены значения безразмерного шага микропрофилирования для обеспечения максимального коэффициента проницаемости структуры: для цилиндрической структуры – 1.756; для пирамидальной – 1.53. Для конической и сферической структур функция коэффициента проницаемости от шага структуры является возрастающей на всем промежутке технологических значений шага структуры. Наиболее интересна область $1.35 < s < 1.55$ на рис. 1, *б*, где коэффициенты проницаемости для конической, сферической и пирамидальной структур отличаются друг от друга не более чем на 30%.

Коэффициенты проницаемости для цилиндрической и пирамидальной структуры совпадают при s = 2.881; сферической и пирамидальной – при s = 1.016 и s = 1.46; сферической и конической – при s = 1.506. Коэффициент проницаемости возрастает с увеличением характерного размера структуры, как показано рис. 1, *в*.

Увеличение радиуса и шага структуры приводит к росту эффективного капиллярного радиуса, в результате чего падает капиллярный напор фитиля (рис. 2). Уменьшение эффективного радиуса интенсифицирует теплообмен, снижает уровень перегревов, соответствующих началу развитого пузырькового кипения.



а *б*

Рис. 2. Зависимости максимального капиллярного давления от безразмерного шага структуры при r = 70 мкм (*а*) и от радиуса структуры при s = 1,33 (*б*) для цилиндрической (*1*), сферической (*2*), пирамидальной (*3*), конической (*4*) формы микроструктуры

Существует ряд ограничений на передаваемую мощность паровой камерой: капиллярное, зависящее от предельной перекачивающей способностью капиллярной структуры; вязкостное, описывающее возрастание сил вязкости в паровом потоке при понижении температуры; звуковое, характеризующее запирание парового потока в паровом канале; по уносу, обусловленное срывом капель жидкости с межфазной границы жидкость–пар фитиля паром, который движется с большей скоростью, чем жидкая пленка; по кипению, связанное с разрушением потока жидкости пузырьковым кипением в фитиле. Эти ограничения имеют различную физическую природу, однако превышение любого из них приводит к одинаковому результату – резкому повышению температуры стенки в зоне подвода тепла и, соответственно, к резкому увеличению перепада температур по поверхности паровой камеры.

На стадии разработки микропрофилированной поверхности основное внимание уделяется капиллярному ограничению, связанному с капиллярными и транспортными возможностями пористой структуры фитиля. Как показано на рис. 3, максимальная мощность передается при плотной упаковке микроструктур и радиусе структуры в диапазоне 60–80 мкм. Несмотря на то, что капиллярный напор в фитиле с цилиндрическими микроструктурами наибольший, передаваемая мощность меньше за счет большего коэффициента трения жидкости. Таким образом, паровые камеры с коническими микроструктурами характеризуются минимальной массой (масса фитиля с коническими микроструктурами в три раза меньше массы фитиля с цилиндрическими микроструктурами) при высокой эффективности отвода тепловых нагрузок от труднодоступных теплонапряженных элементов, что увеличивает надежность их работы.

С использованием разработанной в Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси лабораторной технологии химического и электрохимического фрезерования были получены тестовые микроструктуры с пошаговым изменением линейных размеров. Закономерности, выявленные при получении данных микроструктур, использованы при создании фитильных столбчатых структур (рис. 4). Микрорельеф поверхности микропрофилированного фитиля измерялся Mitutoyo Quick Vision Apex (Япония). По обработке фотографий радиус структуры 50.4 ± 2.4 мкм (относительная погрешность 5.0% при доверительной вероятности 0.95), шаг структуры 145.2 ± 15.3 мкм (относительная погрешность 10.5% при доверительной вероятности 0.95), пористость 65.3 ± 0.6% (относительная погрешность 1% при

доверительной вероятности 0.95), проницаемость $(9.1 \pm 0.9)\cdot 10^{-11}$ м^2 (относительная погрешность 9.9% при доверительной вероятности 0.95). Пористость определялась методом взвешивания и составила 55.3 ± 1.6 (относительная погрешность 2.4% при доверительной вероятности 0.95). Эффективный радиус из экспериментов по капиллярному поднятию составил 184.8 ± 7.7 мкм (относительная погрешность 4.2% при доверительной вероятности 0.95).

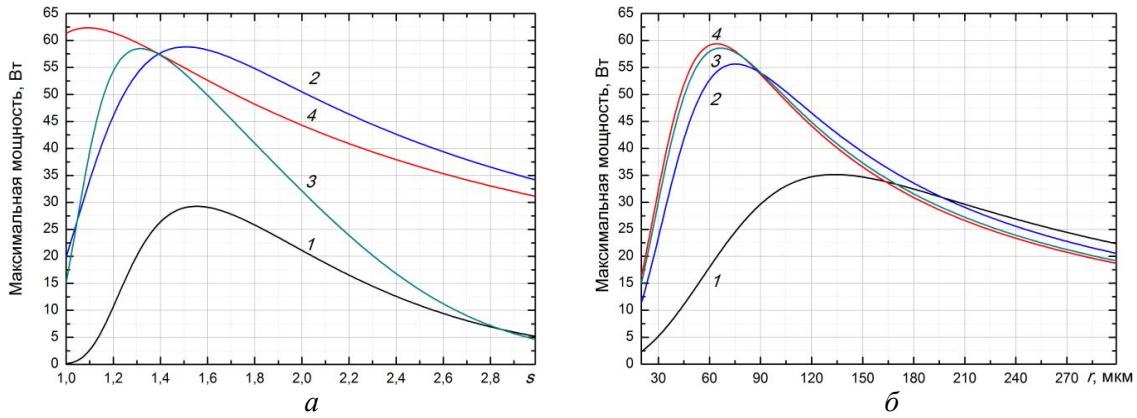


Рис. 3. Зависимости передаваемой мощности от безразмерного шага структуры при r = 70 мкм (*а*) и от радиуса структуры при s = 1.33 (*б*) для цилиндрической (*1*), сферической (*2*), пирамидальной (*3*), конической (*4*) формы микроструктуры

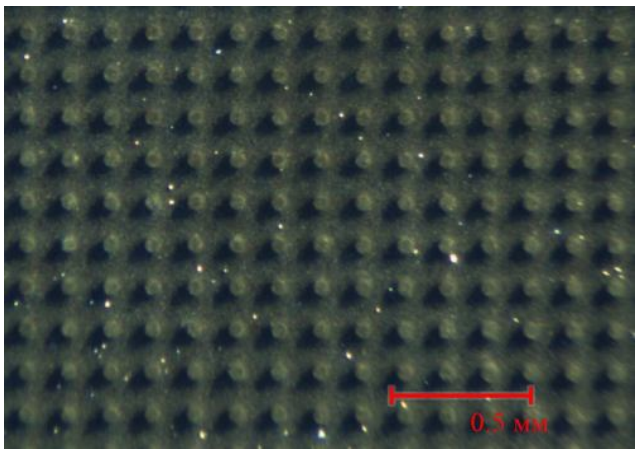


Рис. 4. Фотография фитильной столбчатой структуры

В данной работе исследовано влияние структурных параметров, таких как форма, размеры, шаг структуры, на капиллярно-транспортные свойства фитиля, обоснован выбор элементов микроструктурированного фитиля для сверхтонких испарительно-конденса-ционных устройств. Установлено, что паровые камеры с коническими микроструктурами характеризуются минимальной массой при высокой эффективности отвода тепловых нагрузок от труднодоступных теплонапряженных элементов. Разработаны лабораторные технологии получения микропрофилированных структур химическим и электрохимическим фрезерованием. Получены тестовые и экспериментальные образцы микропрофилированных структур.

Литература

1. Kirin 980 – новый флагманский чипсет от Huawei [Электронный ресурс]. 2018. URL: http://pro-huawei.ru/kirin-980-novyj-flagmanskij-chipset-ot-huawei.html.

2. A12 Bionic – самый мощный и умный процессор iPhone [Электронный ресурс]. 2019. URL: https://www.apple.com/ru/iphone-xs/a12-bionic/.

3. Xiaomi Mi 9 [Электронный ресурс]. 2019. URL: https://www.qualcomm.com/snapdragon/smartphones/xi.

4. The next-level processor for the mobile future. 2018 [Электронный ресурс]. URL: https://www.technobuffalo.com/qualcomms-snapdragon-855-processor-specs

5. Qu J. et al. Recent advances in MEMS-based micro heat pipes // Int. J. Heat Mass Transf. 2017. Vol. 110. P. 294–313.

6. Nematollahisarvestani A., Lewis R. J., Lee Y.-C. Design of thermal ground planes for cooling of foldable smartphones // J. Electron. Packag. 2019. Vol. 141, No. 2. P. 021004.

7. Lv L., Li J. Micro flat heat pipes for microelectronics cooling: review // Recent Patents Mech. Eng. 2013. Vol. 6, No. 3. P. 169–184.

8. Bulut M., Kandlikar S. G., Sozbir N. A review of vapor chambers // Heat Transfer Engineering. 2018. P. 1–23.

9. Tang H. et al. Review of applications and developments of ultra-thin micro heat pipes for electronic cooling // Appl. Energy. 2018. Vol. 223. P. 383–400.

10. Ranjan R. et al. Modeling and design optimization of ultrathin vapor chambers for high heat flux applications // IEEE Trans. Components, Packag. Manuf. Technol. 2012. Vol. 2, No. 9. P. 1465–1479.

11. Vasiliev L. L. et al. Miniature heat pipes for thermal control of radio-electronic equipment // Heat Transf. Res. 2008. Vol. 38, No. 3. P. 245–258.

12. Zohuri B. Heat pipe design and technology. Cham: Springer, 2016.

13. Reay D., McGlen R. Heat Pipes: Theory, Design and Applications. Elsevier, 2014. – 288 p.

14. Дзюбенко Б. В. и др. Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах. М.: ФГУП «ЦНИИАТОМИНФОРМ», 2008. – 532 р.

15. Гортышов Ю. Ф. и др. Кипение воды на микроструктурированных поверхностях // Труды Академэнерго. 2012. Т. 1. С. 14–31.

16. Шипуль О. В. Современные методы финишной отделки кромок прецизионных деталей // Авиационно-космическая техника и технология. 2015. Т. 4, № 121. С. 16–25.

17. Ranjan R. et al. Wicking and thermal characteristics of micropillared structures for use in passive heat spreaders // Int. J. Heat Mass. Transf. Elsevier Ltd, 2012. Vol. 55, No. 4. P. 586–596.

УДК 536.24:621.57

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА В КОНДЕНСАТОРЕ-АККУМУЛЯТОРЕ ТЕПЛОВОГО НАСОСА

В. И. Володин, С. В. Здитовецкая

Белорусский государственный технологический университет, г. Минск

В состав теплонасосных систем теплоснабжения зданий входят конденсаторы, баки-аккумуляторы горячего водоснабжения и буферные емкости водяного отопления. При этом возможны два технических решения: первое основывается на раздельных конструкциях конденсатора и накопительных емкостей, второе предусматривает совмещение функций нагрева и накопления горячей воды в одном аппарате конденсаторе-аккумуляторе. Одним из конструктивных исполнений конденсатора-аккумулятора в виде моноблока является размещение поверхности теплообмена в виде спирального змеевика в объеме жидкости или в рубашке

корпуса аппарата [1]. Однако исследования о целесообразности использования такой конструкции не проводились. В данной работе численным методом проводится сравнительный анализ тепловой эффективности традиционной конструкции конденсатора-аккуму-лятора с погружным однотрубным змеевиком и предлагаемой со змеевиком труба в трубе.

На первом этапе проводился выбор замыкающих соотношений для расчета теплоотдачи со стороны конденсации и потока нагреваемой воды для системы с погружным однотрубным спиральным змеевиком. Детальный сравнительный анализ зависимостей для определения коэффициентов теплоотдачи при конденсации в горизонтальных трубах рассматривается в работах [2, 3]. Однако при всем многообразии сравниваемых зависимостей конкретные рекомендации по их использованию не даются. Цель данных исследований направлена на обоснование необходимости дальнейшего изучения конденсации в горизонтальных каналах. Поэтому в настоящей работе был проведен сравнительный анализ некоторых зависимостей для расчета средних коэффициентов теплоотдачи при конденсации в горизонтальных трубах, с целью выбора одной из них для дальнейшего применения в настоящем исследовании.

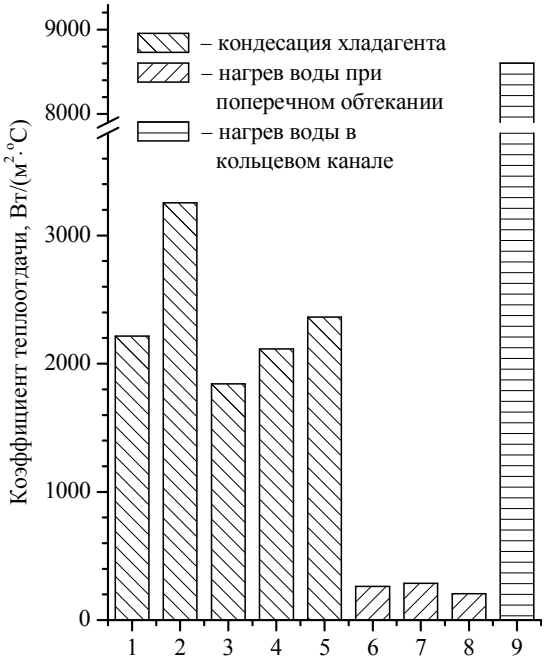
Из данных работ [2, 3] следует, что в основном используются два подхода к расчету коэффициентов теплоотдачи при конденсации в горизонтальных трубах. Один базируется на определении разности температур между температурой насыщения и стенки. Например, зависимость Чейто [4]. В основе второго лежит уравнение подобия для вынужденной конвекции однофазного потока вида $\mathrm{Nu} = c\mathrm{Re}^n\mathrm{Pr}^m$, к которому добавляются поправочные коэффициенты, учитывающие специфику конденсации. Бойко и Кружилин [5] предложили использовать поправочный коэффициент, зависящий от паросодержания, плотностей пара и жидкости. В этом случае коэффициент теплоотдачи при конденсации равен коэффициенту теплоотдачи однофазного потока, умноженному на поправочный коэффициент. В работе Акерса и др. [6] поправка вносится при определении уточненного расхода конденсирующегося потока, который также является функцией массового расходного паросодержания, плотностей пара и жидкости. Кавалини и др. [7] дополнительно учитывают отличие вязкости пара и жидкости. Более сложный вид поправки для расчета теплоотдачи при конденсации внутри змеевиков предлагается в ЦКТИ [8], которая содержит число Галилея и относительную длину канала.

Проведено сравнение коэффициентов теплоотдачи, полученных по рассмотренным выше зависимостям, рассчитанных для одинаковых условий конденсации хладагента R410A. Однотрубная поверхность теплообмена конденсатора-аккумулятора состоит из змеевика с диаметром трубы 16×1 мм. На вход в канал поступает поток насыщенного пара хладагента при температуре 40 °С с расходом 0,047 кг/с.

Результаты сравнительного анализа даны на рисунке (столбцы 1–5). Видно, что максимальное значение коэффициента теплоотдачи 2317 Вт/(м^2·^{o}С) соответствует данным, полученным на основе зависимости работы [5]. Минимальное 1842 Вт/(м^2·^{o}С) – данным работы [6]. Близким к среднему значению приближается коэффициент теплоотдачи на основе данных работ [4, 7], который соответственно равен 2216 и 2116 Вт/(м^2·^{o}С).

Теплоотдача при вынужденной конвекции со стороны потока воды в большом объеме, омывающего погружной змеевик, недостаточно изучена. Проведено сравнение данных по теплоотдаче, полученных на основе альтернативных зависимостей наиболее адекватно, характеризующих особенность рассматриваемого процесса. Результаты сравнения даны на рисунке, столбцы 6–8. Расхождение между минимальным [8] и максимальным [11] значением коэффициента теплоотдачи составило 29%. Близкими к средним значениям являются данные [9, 10]. В данной конструкции конденсатора-аккумулятора определяющим является коэффициент теплоотдачи со стороны нагреваемой воды.

В случае конструкции конденсатора-аккумулятора с поверхностью теплообмена труба в трубе определяющей является теплоотдача со стороны воды (рисунок, столбец 9), которая в 3–4 раза больше чем со стороны конденсирующегося потока (столбцы 1–5).



Значения коэффициентов теплоотдачи в конденсаторе-аккумуляторе, рассчитанные по зависимостям: 1 – Чейто [4]; 2 – Бойко-Кружилин [5]; 3 – Акерс и др. [6]; 4 – Кавалини и др. [7]; 5 – ЦКТИ [8]; 6 – Жукаускас и др. [9, 10]; 7 – Кулинченко [11]; 8 – ЦКТИ [8]; 9 – Петухов [12]

Проведено сравнение традиционной в виде простого змеевика из одиночной трубы и предлагаемой (змеевик труба в трубе) поверхности теплообмена конденсатора-аккумулятора. Конденсатор-аккумулятор теплонасосной системы теплоснабжения с тепловым потоком 10 кВт представляет собой теплоизолированную емкость объемом 200 л с внутренним диаметром корпуса 0,5 м и высотой 1 м, и размещенным внутри трубчатым нагревательным змеевиковым элементом 16×1 мм. В случае поверхности теплообмена труба в трубе, дополнительная наружная труба имеет размер 27х1 мм. Температура горячей воды на выходе конденсатора принимается равной 35 °С, что достаточно, так как температура поверхности пола при постоянном контакте с человеком не должна превышать 26 °С. Вода на подогрев подается снизу, конденсируемый пар – сверху, что соответствует противоточной схеме течения потоков в конденсаторе с поверхностью теплообмена труба в трубе и противоточно-перекрестной схеме с однотрубным змеевиком. В данном устройстве подогрев воды составляет 5 °С.

В качестве замыкающих зависимостей для расчета теплоотдачи в конденсаторе-аккумуляторе приняты: со стороны конденсируемого потока данные работы [4], со стороны воды в большом объеме, в зависимости от свойств потока и геометрии змеевика, данные работ [8, 10] и при течении потока воды в кольцевом канале данные работы [12].

В традиционной конструкции коэффициент теплопередачи, обусловленный малой интенсивностью определяющей теплоотдачи со стороны нагреваемой воды, составляет небольшую величину и равен 224 Вт/(м^2·°С), что соответствует поверхности теплообмена 6,19 м^2. Предлагаемая поверхность теплообмена труба в трубе решает проблему интенсификации теплопередачи. Здесь определяющей является теплоотдача со стороны конденсирующегося потока и коэффициент теплопередачи возрастает до 1133 Вт/(м^2·°С), что приводит к уменьшению поверхности теплообмена до 1,22 м^2. Для заданного объема и диаметра конденсатора-аккумулятора традиционная змеевиковая поверхность теплообмена равна 1,89 м, а предлагаемая труба в трубе – 0,61м. Первый вариант является не реализуемым, так как высота змеевика превышает высоту корпуса.

Необходимо отметить, что данные по теплоотдаче однофазного потока в большом объеме со змеевиковой поверхностью теплообмена в настоящее время недостаточно изучены и при проведении рассмотренного вычислительного эксперимента использовались прибли-

женные зависимости [8–12] для расчета коэффициентов теплоотдачи от поверхности простого змеевика к нагреваемой воде. Требуется проведение дополнительных исследований по уточнению теплоотдачи.

Литература

1. Morrison G. L. Heat pump water heaters // New Zealand J. of Ecology. 2006. No. 18(6). P. 12–16.

2. Santa R. The Analysis of two-phase condensation heat transfer models based on the comparison of the boundary condition // Acta Poytechnica Hungarica. 2012. Vol. 9, No. 6. P. 167–180.

3. Rifert V. G., Sereda V. V. Condensation inside smooth horizontal tubes: Part 1. Survey of the methods of heat-exchange prediction // Thermal science. 2015. Vol. 19, No. 5. P. 1769–1789.

4. Chato L. C. Laminar condensation inside horizontal and inclined tubes // ASHRAE. 1962. Vol. 4, No 1. P. 52–60.

5. Бойко Л. Д., Кружилин Г. Н. Теплоотдача при конденсации пара в трубе // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1966. № 5. С. 113–128.

6. Akers W. W., Deans H. A., Crosser O. K. Condensation heat transfer within horizontal tubes // Chem. Eng. Prog. Symp. Ser. 1959. Vol. 55(29). P. 171–176.

7. Cavallini A., Zecchin R. A. A Dimensionless correlation for heat transfer in forced convection condensation // Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf. Toronto, Canada, 1974. Vol. 3. P. 309–313.

8. Тепловой и гидравлический расчет теплообменного оборудования АЭС. Методические указания: РД 24.035.05-89. Л.: НПО ЦКТИ, 1991. – 211 с.

9. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982. – 472 с.

10. Кириллов П. Л., Юрьев Ю. С., Бобков В. П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). М.: Энергоатомиздат, 1990. – 360 с.

11. Кулинченко В. Р. Справочник по теплообменным расчетам. Киев: Техника, 1990. – 165 с.

12. Петухов Б. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Атомиздат, 1974.

УДК 536.248.2

ТЕПЛООТДАЧА АММИАКА ПРИ НЕДОГРЕТОМ КИПЕНИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ ТЕРМОПЛАТЫ

П. Г. Гакал, Г. А. Горбенко, Э. Р. Решитов, Р. Ю. Турна

Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», г. Харьков, Украина
pavlo.gakal@ctph.com.ua, gennadiy.gorbenko@ctph.com.ua,
edem.reshitov@ctph.com.ua, rustem.turna@ctph.com.ua

Введение. В работе представлен критический обзор корреляций и моделей для расчета интенсивности теплоотдачи при недогретом кипении в каналах. Приведены результаты собственных экспериментальных исследований недогретого кипения аммиака в цилиндрическом канале в широком диапазоне параметров. Экспериментальные значения средней температуры стенки сравниваются с расчетными, полученными по разным моделям.

Обзор существующих методик. Для расчета теплоотдачи при вынужденной конвекции и кипении в каналах разработаны многочисленные корреляции и методики [1–11]. Однако расчет теплообмена при поверхностном кипении в недогретой до температуры насыщения жидкости представляет определенные трудности. На теплоотдачу при пузырьковом кипении накладывается теплоотдача за счет вынужденной конвекции. Вклад конвективной составляющей в общий теплообмен особенно велик на участке неразвитого пузырькового кипения в недогретой жидкости, что определяет сложности расчета.

Методики расчета теплообмена при недогретом кипении жидкости в каналах условно можно разбить на две группы:

1-я группа – корреляции, основанные на безразмерных соотношениях;

2-я группа – модели, в которых составляющие теплообмена при конвекции и кипении рассчитываются отдельно, а затем складываются по определенным методикам.

К корреляциям 1-й группы можно отнести работу [1], применимую и при существенном вкладе конвективной составляющей. Схожую структуру имеет корреляция в работе [2].

Основными недостатками корреляций 1-й группы является то, что

– они не могут использоваться во всей области недогретого кипения, так как число Якоба, при уменьшении недогрева стремится к нулю и, как результат, значение коэффициента теплоотдачи стремится к бесконечности;

– корреляции не дают плавный переход от теплообмена при вынужденной однофазной конвекции к теплоотдаче при недогретом кипении.

К расчетным алгоритмам 2-й группы можно условно отнести модель [3]. Влияние вынужденной конвекции на интенсивность теплоотдачи учитывается разбиением всей области теплоотдачи на три характерные зоны, границы которых определяются отношением коэффициента теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении к коэффициенту теплоотдачи при вынужденной конвекции жидкости.

Другие методы основаны на суперпозиции составляющих теплоотдачи. Такой подход был предложен в [4] и затем модифицирован для случая недогретого кипения в работе [5], в которой рассматривается теплообмен при кипении, в том числе и в недогретой жидкости, в трубах и кольцевых каналах. Достоинство метода в том, что зоны различных механизмов теплоотдачи предварительно специально не выделяются.

Авторы работы [6] доработали корреляцию [5] и привели выражения для температурного напора для конвективной составляющей и составляющей от кипения. В работе [7] также

используется метод суперпозиции, но в упрощенной форме. При увеличении теплового потока вплоть до кипения в насыщенной жидкости, при заданном недогреве и массовой скорости на входе в канал температура стенки в фиксированном сечении изменяется без скачка в точке начала кипения. Считается, что недогретое кипение начинается в точке равенства температуры стенки и температуры насыщения.

Работа [8] позволяет определить точку начала развитого недогретого кипения на основании экспериментальных данных. Тепловой поток для данной точки в 1.4 раз больше, чем тепловой поток при начале кипения. Аналогичный метод был предложен в [9]. Также используется метод суперпозиции, но характерные точки для аппроксимации кривой изменения температуры стенки в недогретой области выбираются исходя из уравнения кривой кипения, которая начинается в точке равенства температуры стенки и температуры начала кипения. Модели [10] и [11] являются развитием модели [9]. Данные модели отличаются выбором характерных точек для аппроксимации кривой изменения температуры стенки в недогретой области.

Приведенный обзор относится к методам определения локальных коэффициентов теплоотдачи и температуры стенки по длине равномерно обогреваемого канала. Для расчета теплоотдачи при других условиях однозначности необходимо разбить весь канал на короткие участки, в пределах которых можно считать коэффициент теплоотдачи примерно постоянным, и последовательно определять параметры теплоносителя и температуру стенки. При этом остаются открытыми вопросы расчета интенсивности теплообмена в зоне неразвитого недогретого кипения, а именно: нахождение границ этой зоны, коэффициента теплоотдачи и соответствующего температурного напора.

В инженерных задачах интерес представляет не детальное описание изменения температуры стенки обогреваемого канала по его длине, а определение средней или максимальной температуры стенки теплопередающего устройства, для чего рационально использовать понятие среднего коэффициента теплоотдачи по длине канала и простые соотношениям для определения температуры стенки.

Собственные экспериментальные исследования. Экспериментальные исследования теплоотдачи при недогретом кипении аммиака были выполнены на модели термоплаты с большой продольной теплопроводностью (рис. 1). Экспериментальный участок состоит из медной пластины и алюминиевого профиля. На поверхности «A» установлен электрический нагреватель, который равномерно подводит тепло по поверхности «A». Теплота от медной пластины передается алюминиевому профилю через поверхности «B», «C» и графлекс. Далее тепло по поверхности «D» передается от алюминиевого профиля к аммиаку, который течет в цилиндрическом канале.

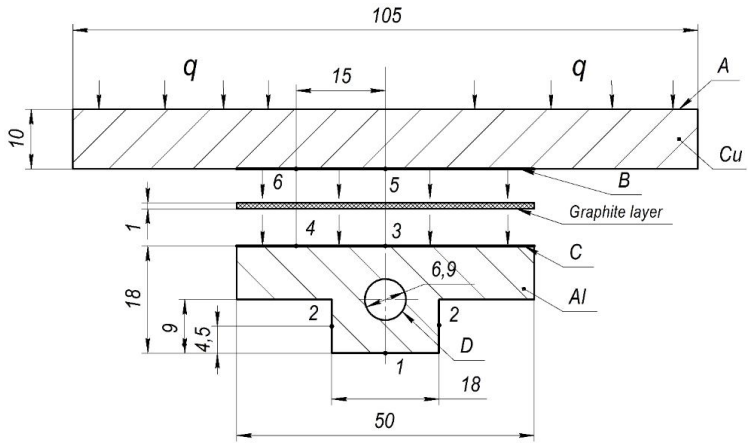


Рис. 1. Поперечное сечение экспериментального участка. Длина термоплаты 150 мм. 1–6 – точки установки термодатчиков

В трех сечениях по длине модели установлены датчики температуры (точки 1–6). По результатам 3D моделирования была разработана методика определения средней температуры T_w поверхности теплоотдачи «D». Благодаря высокой продольной теплопроводности температура вдоль профиля была практически одинаковой, что позволило характеризовать термическое состояние теплообменной поверхности «D» одной средней температурой T_w. Диапазон проведенных экспериментов:

- температура насыщения T_{sat} = 35, 55, 75 °C;
- переохлаждение жидкости на входе ΔT_{sub} = 5–30 °C;
- расход m = 0,2–7,5 г/с;
- массовая скорость: G = 5–200 кг/(с·м^2);
- средняя плотность теплового потока q = 0–18 Вт/см^2;
- положение канала: горизонтальное и вертикальное (восходящий поток).

Результаты всех экспериментов представлялись в виде зависимостей средней температуры стенки T_w от среднего удельного теплового потока q по поверхности «D». На рис. 2 приведено сравнение результатов одного из экспериментов с расчетами по различным моделям для локальной теплоотдачи. Недогретое кипение в этом эксперименте продолжалось до $q \approx 6$ Вт/см^2. Видно, что наилучшее соответствие с экспериментом в зонах переходной «B» и развитого недогретого кипения «C$_1$» обеспечивают модели [3] и [9]. На графиках можно выделить три характерные зоны:

– зона A – теплоотдача при вынужденной конвекции однофазной жидкости (малые q);

– зона C – теплоотдача при развитом пузырьковом кипении (в недогретой жидкости – зона C$_1$, большие q);

– зона B – теплоотдача при неразвитом кипении (промежуточные значения q).

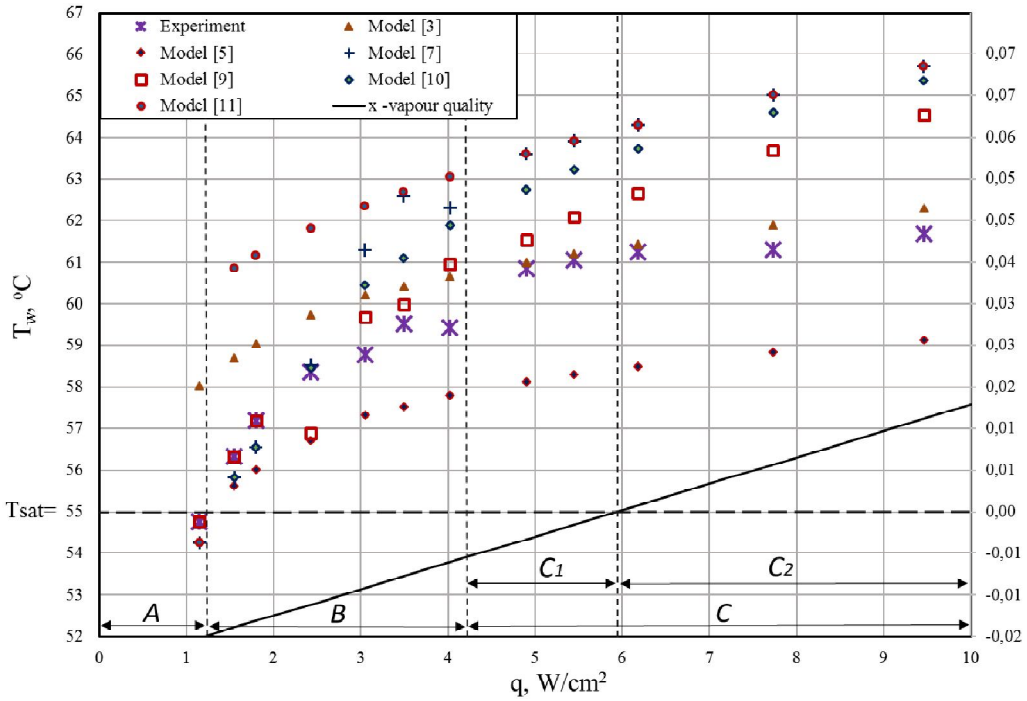


Рис. 2. Сравнение экспериментальных результатов с расчетом по различным моделям теплообмена при недогретом кипении (T_{sat} = 55 °C, m = 7.5 г/с, ΔT_{sub} = 5 °C, горизонтальное положение)

Эксперименты показали, что в зоне развитого пузырькового кипения C коэффициент теплоотдачи зависит только от удельного теплового потока q и не зависит от массовой скорости G и недогрева жидкости на входе ΔT_{sub}. Влияние массовой скорости, температуры насыщения и недогрева на входе в канал было выявлено в однофазной и переходной зонах.

В переходной зоне раздельное определение коэффициента теплоотдачи и температурного напора не имеет смысла. Рационально непосредственно рассчитывать среднюю температуру стенки по методике, учитывающей совместное влияние на теплоотдачу пузырькового кипения и конвекции.

Литература

1. Shaw F. D. Boiling heat transfer to subcooled liquids under the conditions of forced convection // Trans. Inst. Chem. Eng. 1972. Vol. 50. P. 76–84.

2. Prodanovic V. Bubble Behavior in Flow Boiling at Low Pressures and Flow Rates. A thesis submitted in partial fulfilment of the requirements for the degree of doctor of philosophy. The University of British Columbia, 2001.

3. Labuntsov D. A. Physical Fundamentals of Power Engineering. Selected papers. Moscow: MEI, 2000. – 388 p.

4. Chen J. C. A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow // Proc. of 6th National Heat Transfer Conf. August 11–14, 1963. Boston, USA, 1963. P. 63-HT-34.

5. Kutateladze S. S. Boiling Heat Transfer // Int. J. Heat Mass Transfer. 1961. No. 5. P. 31–45.

6. Winterton Z. L. A General correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation // Int. J. Heat Mass Transfer. 1991. Vol. 34, No. 11. P. 2759–2766.

7. Bowring R. W. Physical Model Based on Bubble Detachment and Calculation of Steam Voidage in the Subcooled Region of a Heated Channel. HPR-10, Institute for Atomenergie, Halden, Norway, 1962.

8. Engelberg-Forster K. Heat transfer to a boiling liquid – mechanism and correlations // Trans. ASME J. of Heat Transfer. 1959. Series C. No. 81. P. 43–53.

9. Rohsenow W. M. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. Trans. ASME. 1952. No. 74. P. 969.

10. Bergles A. E. The determination of forced convection surface boiling heat transfer // Proc. of 6th National Heat Transfer Conf. August 11–14, 1963. Boston, USA, 1963. P. 63-HT-22.

11. Kandlikar S. G. Heat transfer characteristics in partial boiling, fully developed boiling, and significant void flow regions of subcooled flow boiling // J. of Heat Transfer. 1998. Vol. 120. P. 395–401.

УДК 621.577

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ И ЭКСЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗЫ ОДНОСТУПЕНЧАТОГО ПАРОКОМПРЕССИОННОГО ТЕПЛОВОГО НАСОСА ТИПА «ВОДА–ВОДА» ДЛЯ СИСТЕМ ОБОРОТНОГО ВОДОСНАБЖЕНИЯ

В. Карнаух[1], А. Бирюков[2]

[1]Донецкий национальный университет экономики и торговли им. Михаила Туган-Барановского», г. Донецк, Украина
[2]Донецкий национальный технический университет», г. Донецк, Украина
karnaukh.vita0629@gmail.com
birukov.ttf@gmail.com

Использование тепловые насосов продолжает набирать обороты в качестве жизнеспособной и экологической альтернативы традиционному отопительному оборудованию благодаря усилиям ряда стран по продвижению к низкоуглеродному будущему за счет использования более чистой энергии для транспортировки, отопления, охлаждения и других целей. С 11 миллионами установок, установленных по всему миру в 2018 г., технология тепловых насосов стала первостепенной среди мировых поставщиков отопительного оборудования.

В зависимости от источника теплоты тепловые насосы делятся на геотермальные, воздушные и использующие производную (вторичную) теплоту. Первые работают с тепловой энергией почвы, грунтовых вод или наземных водоемов, вторые забирают теплоту из атмосферы, третьи способны утилизировать энергию, выделяющуюся в ходе производственных процессов и хозяйственной деятельности, например, тепловой потенциал оборотной воды. По разным оценкам этот потенциал составляет десятки и даже сотни гигаджоулей теплоты в год.

Без сомнения, теплонасосные технологии способствуют решению вопроса отопления и охлаждения в новых и старых зданиях, а применение нового поколения тепловых насосов в инженерных системах здания повысит энергоэффективность и экологичность жилого сектора, минимизирует энергопотребление в ЕС, а также снизит выбросы CO_2.

Очевидно, что для дальнейшего развития этого направления энергетики необходима методика термодинамического и технико-экономического анализа теплонасосных установок. В известной литературе, как правило, используется термодинамический метод, основанный на интегральных показателях в основном на анализе коэффициентов трансформации. Представляется, что помимо интегральных показателей важна информация, касающаяся термодинамической эффективности отдельных узлов установки. Для этой цели может быть использован метод эксергетического анализа, позволяющего проанализировать эффективность каждого элемента, что особенно важно для определения направления интенсификации.

Целью работы является оценка энергетической и эксергетической эффективности парокомпрессионного теплового насоса типа «вода–вода», использующего тепловой потенциал оборотной воды для дальнейшего употребления полученной теплоты на нужды отопления и горячего водоснабжения и работающего на наиболее перспективных холодильных агентах четвертого поколения.

Опираясь на работы по данному направлению и на собственные исследования, в качестве рабочих веществ были выбраны R1234ze и R600a, R744.

В качестве исследуемого объекта использовался тепловой насос типа «вода–вода» с рекуперативным теплообменником и переохладителем при выбранном режиме:

– температура низкопотенциального теплоносителя на входе в тепловой насос – технологическая вода из системы оборотного водоснабжения ТЭЦ $t_{\text{нпи1}} = 35$ °С.

– температура низкопотенциального теплоносителя на выходе из теплового насоса $t_{\text{нпи2}} = 30$ °С.

Потребитель: административно-бытовое помещение $t_{\text{впи2}.} = 60$ °С (на горячее водоснабжение по ГОСТ 2874-82): температура кипения холодильного агента $t_0 = t_{\text{нпи2}} – (5–10) = 20$ °С; температура высокопотенциального теплоносителя на входе в тепловой насос $t_{\text{впи1}} = 47$ °С; температура высокопотенциального теплоносителя на выходе из теплового насоса $t_{\text{впи2}} = 57$ °С; температура конденсации холодильного агента $t_{\text{к}} = t_{\text{впи2}} + (3–5) = 60$ °С; температура перегрева пара в промежуточном теплообменнике $t_{\text{перегр}} = 20$ °С; температура переохлаждения жидкости в теплообменнике $t_{\text{переохл}} = 3–5$ °С.

Построение термодинамических циклов работы ТНУ на предлагаемых холодильных агентах при заданных режимах и соответствующие расчеты проводились с использованием прикладных программ Simpleone-stage CO2 (IPU@DanskEnergi, freeware), CoolPack (IPU@Mechanical Engineering Technical University of Denmark, freeware) и Microsoft Excel 2010.

В качестве примера показан термодинамический цикл для R1234ze на фазовой диаграмме Log (p)-h при $t_0 = 20$ °С, $t_{\text{к}} = 60$ °С. Были построены циклы также при варьировании температуры низкопотенциального источника от 30 до 45 °С, что приближает расчеты к реальным условиям, но за «основной» режим принята $t_{\text{н}} = 35$ °С.

Получены следующие зависимости:

– общий эксергетический КПД от температуры окружающей среды (для исследуемых рабочих тел);

– эксергетический КПД процессов в элементах теплового насоса от температуры окружающей среды (для исследуемых рабочих тел);

– общий эксергетический КПД от температуры низкопотенциального источника (для исследуемых рабочих тел);

– термический КПД от температуры низкопотенциального источника (для исследуемых рабочих тел).

УДК 536.524

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ИМПАКТНОМ НАТЕКАНИИ ОДИНОЧНОГО ИМПУЛЬСА СПРЕЯ РАЗЛИЧНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

П. Н. Карпов, А. Д. Назаров, А. Ф. Серов, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Метод охлаждения теплонапряженных поверхностей с помощью газокапельного спрея является одним из наиболее эффективных, и он позволяет снимать значительные тепловые потоки [1] при относительно малых расходах жидкой фазы. Большинство экспериментальных и численных исследований в области газокапельного охлаждения посвящено изучению спреев, формируемых одиночным соплом [1, 2]. В большом числе технических приложений требуется охлаждать поверхности большой площади. В этом случае наиболее приемлемым является использование многосопловых источников спрея. Для однофазных режимов такой способ охлаждения изучен достаточно основательно, тогда как для двухфазных газокапельных струй проблема теплообмена при натекании системы струй получила развитие только в последнее время.

В настоящей работе представлены результаты изучения поведения мгновенного коэффициента теплоотдачи при подаче одиночного импульса различной длительности.

Внешний вид экспериментальной установки представлен на рис. 1. Она состоит из двух основных блоков: источника многоструйного импульсного спрея (блок А) и теплообменника (блок В) с соответствующими системами сбора и обработки экспериментальной информации [3]. На плоской части источника спрея с размерами 20×20 мм расположены 16 жидкостных форсунок (1) и 25 воздушных сопел (2). Расстояние между соседними форсунками составляет 20 мм. Форсунка (Bosh EVL14L) с электромагнитным клапаном представляет собой пластинчатую диафрагму толщиной h = 0,5 мм с четырьмя отверстиями-соплами диаметром d = 120 мкм. Давление жидкости на входе блока форсунок (4) могло изменяться в широких пределах P_0 = 0.05–0.6 МПа. В течение одного эксперимента оно поддерживалось постоянным.

Измерения локальных тепловых потоков q_w проводились с помощью наклеенного на преграду миниатюрного градиентного датчика теплового потока (ГДТП) [4]. Датчик представляет собой массив термоэлементов, вырезанных из анизотропного кристалла висмута. Каждый элемент имеет поперечное сечение 0,2×0,2 мм и длину 2,2 мм.

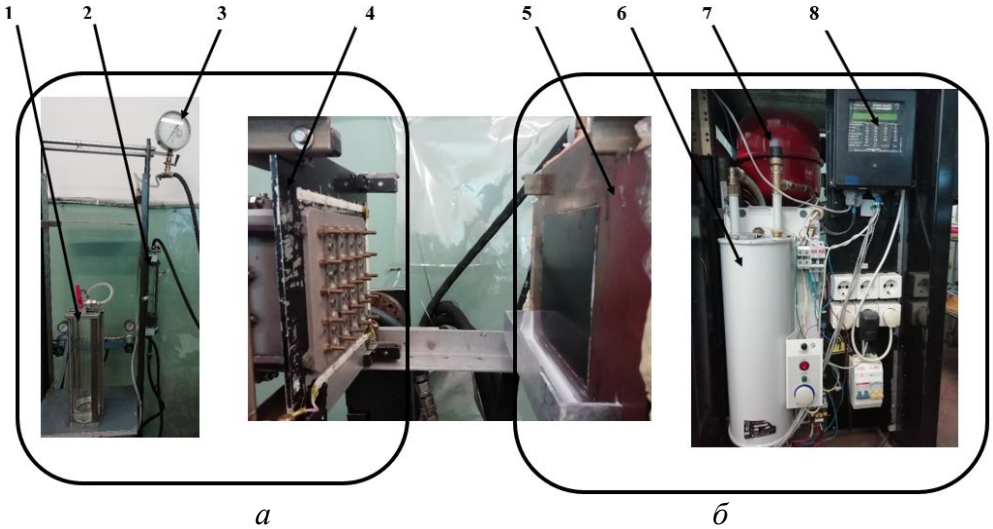


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *а* – источник многоструйного импульсного спрея; *б* – теплообменник и цифровой калориметр; 1 – резервуар рабочей жидкости, 2 – расходомер (спутный поток), 3 – манометр (жидкость), 4 – блок форсунок, 5 – рабочая поверхность, 6 – котел, 7 – расширительный бак, 8 – блок управления калориметром

По мере возрастания длительности импульса $t_{имп}$ > 10 мс изменение коэффициента теплоотдачи носит своеобразный двугорбый характер (рис. 2). Первый максимум имеет место при $t \approx 10$ мс, а второй при $t \approx 30$ мс практически независимо от длительности открытия клапана. Столь сложное поведение коэффициента теплоотдачи во времени обусловлено несколькими факторами, среди которых – интенсификация теплоотдачи за счет турбулизации пристенного слоя крупными каплями, а также их повторным возвращением к нагретой стенке после их отскока от поверхности. В пользу этого вывода говорят результаты визуализационных исследований процесса взаимодействия одиночного импульса с теплообменником.

Продолжительность фазы повышенного теплообмена, в течение которой завершаются испарительные процессы на стенке, как правило, не превышает 100 мс. После этого теплоотдача стабилизируется по времени и ее величина соответствует примерно значению в лобовой точке импактных однофазных струй. Очевидно, что следующий импульс спрея целесообразно подавать по окончанию этого периода, когда теплообменная поверхность освобождается от жидкой фазы.

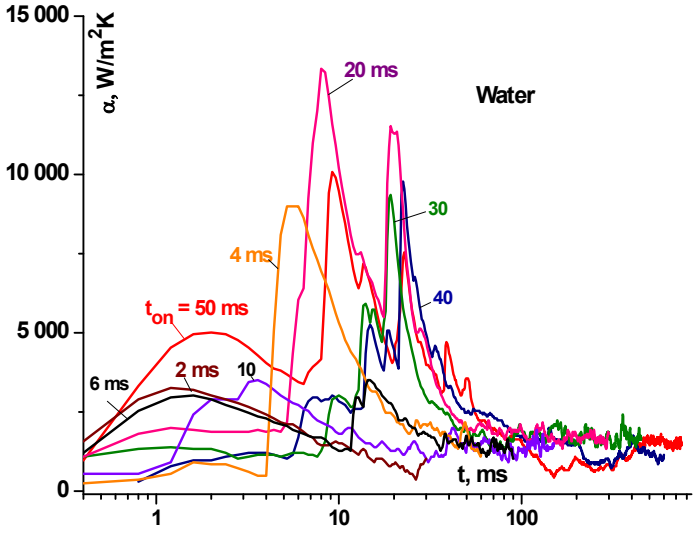


Рис. 2. Изменение коэффициента теплоотдачи во времени при импактном натекании одиночного газокапельного импульса различной продолжительности, $P_0 = 0{,}2$ МПа

Экспериментальное исследование интенсивности теплообмена при взаимодействии одиночного импульса спрея с теплообменной поверхностью в режиме испарительного охлаждения ($T_w = 70$ °C) показало, что характер изменения коэффициента теплоотдачи во времени зависит, прежде всего, от длительности импульса $t_{имп}$. Для коротких по времени импульсов ($t_{имп} < 10$ мс) в распределении формируется один максимум, а для более длительных наблюдаются два ярко выраженных экстремума. Возможной причиной второго максимума является возврат и повторное осаждение крупных капель, отраженных от поверхности.

Максимальные и осредненные по времени коэффициенты теплоотдачи сильно зависят от длительности импульса. Они достигают наибольших значений при $t_{имп} \approx 10$ мс и, несмотря на увеличение массы инжектируемой жидкой фазы по мере роста длительности импульса, коэффициент теплоотдачи при $t_{имп} > 10$ мс изменяется очень слабо.

Литература

1. Zhou N., Chen F., Cao Y., Chen M., Wang Y. Experimental investigation on the performance of a water spray cooling system // Applied Thermal Engineering. 2017. Vol. 112. P. 1117–1128.

2. Pakhomov M. A., Terekhov V. I. The effect of confinement on the flow and turbulent heat transfer in a mist impinging jet // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54. P. 4266–4274.

3. Nazarov A. D., Serov A. F., Bodrov M. V. Intensification of cooling by a pulsed gas–droplet flow: equipment, parameters and results // Technical Physics. 2010. Vol. 55. P. 724–727.

4. Sapozhnikov S. Z., Mityakov V. Yu., Mityakov A. V., Terekhov V. I., Kalinina S. V., Lemanov V. V. Testing and using of gradient heat flux sensors // Heat Transfer Research. 2008. Vol. 39. P. 625–626.

УДК 62-712

СИСТЕМА ОХЛАЖДЕНИЯ НА ОСНОВЕ МЕДНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ

Ю. В. Килиба[1], И. В. Романов[1], А. В. Тимофеев[1,2], А. В. Петров[1], А. С. Ионов[1]

[1]АО «ОКБ-Планета», г. Великий Новгород, Россия
[2]Санкт-Петербургский государственный архитектурно-строительный университет, г. Санкт-Петербург, Россия

В современной технике оптимальная компоновка элементов, как правило, препятствует обеспечению оптимального теплоотвода с применением стандартных решений. Несоблюдение теплового режима, приводит к деградации как самих тепловыделяющих элементов, так и элементов расположенных в зоне их теплового воздействия.

Одним из вариантов сохранения оптимальной компоновки устройства и обеспечения его теплового режима является применение тепловых труб [1, 2]. Освоенные ранее на «ОКБ-Планета» алюминиевые тепловые трубы [3] оказались малопригодными для применения в системах охлаждения транспортируемой и переносной радиоаппаратуры. Для производства систем охлаждения транспортируемой и переносной радиоаппаратуры было освоено производство тепловых труб медь–вода, обладающих меньшей гравитационной зависимостью параметров по сравнению с тепловыми трубами алюминий–аммиак.

В докладе рассматривается система охлаждения радиопередающего блока с применением тепловых труб медь–вода. С принудительной конвекцией система охлаждения обеспечивает отвод тепловой мощности до 100 Вт с температурой теплоотводящего основания не более 80 ºС при температуре окружающей среды в зоне охлаждаемого элемента не более 60 ºС и температурой охлаждающего воздуха не более 50 ºС. Рабочий диапазон температур разработанной системы охлаждения от –60 ºС до +50 ºС. Система охлаждения состоит из медных тепловых труб, зоны испарения первого комплекта тепловых труб крепятся к обратной стороне площадки, на которой размещены тепловыделяющие элементы, на зоне конденсации первого комплекта тепловых труб расположены пластины, к которым крепятся зоны испарения второго комплекта тепловых труб, на зоне конденсации второго комплекта тепловых труб расположены пластины, образующие радиатор воздушного охлаждения. Сложность конструкции системы охлаждения связана с компоновкой блока.

При разработке системы охлаждения было проведено математическое моделирование для определения оптимальной конфигурации системы охлаждения. Результаты моделирования подтвердились при сравнении с результатами измерения параметров изготовленных систем охлаждения. Для обеспечения производства системы охлаждения разработана необходимая оснастка и испытательное оборудование. Все системы охлаждения проходят трехступенчатый контроль: цеховые испытания 100% продукции, приемка ОТК 100% продукции, приемка заказчика. Ежегодно проходят периодические испытания по всем заявленным параметрам для подтверждения качества выпускаемой продукции.

Литература

1. Дан П. Д., Рей Д. А. Тепловые трубы / Пер. с англ. Ю. А. Зейгарника. М.: Энергия, 1979.

2. Ивановский М. Н., Сорокин В. П. Физические основы тепловых труб. М.: Атомиздат, 1978.

3. Модуль охлаждения. Пат. РФ №108689 МКИ H01L23/34. Заявка РФ № 2011116716/28 от 27.04.2011 г.

УДК 536.248.2

МНОГОМАСШТАБНАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА В ТОНКОЙ ПАРОВОЙ КАМЕРЕ

И. А. Козначеев, А. И. Малиновский, М. Ю. Лях, О. С. Рабинович, Д. А. Иванов

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Повышение эффективности микроэлектронных устройств, увеличения объёма и количества одновременно решаемых ими задач является одним из главных направлений развития современной техники. Происходит это развитие, т. е. увеличение скорости арифметических и логических операций, производимых микроэлектронным чипом, в основном, за счёт уменьшения размеров его структурных элементов и увеличения потребляемой электрической мощности. Поскольку большая часть потребляемой микропроцессором энергии переходит в тепло, в настоящее время главным узким местом дальнейшего повышения производительности устройства стало обеспечение большой плотности отводимого от него теплового потока. Одним из эффективных способов решения этой проблемы является использование специальных теплораспределяющих устройств – тонких паровых камер (рис. 1). Их функция состоит в равномерном распределении теплового потока от нагревателя на большую площадь, при этом с минимальной добавкой теплового сопротивления на пути потока тепла от охлаждаемого устройства к внешней среде. Паровые камеры применяются также в аэрокосмической отрасли, солнечной энергетике, в системах кондиционирования.

Тонкая паровая камера работает по принципу тепловой трубы. В области капиллярной структуры вблизи теплового источника происходит испарение жидкости, пары которой затем конденсируются на противоположной стенке камеры, где обеспечен высокий коэффициент внешнего конвективного теплообмена. После конденсации жидкость попадает в периферийные области капиллярной структуры, из которых она вновь доставляется в его центральную часть посредством капиллярного транспорта. Ограничения по мощности охлаждения для паровой камеры связаны, в первую очередь, со скоростью доставки сконденсировавшейся жидкости в зону испарения. При достижении предела мощности, рассеиваемой паровой камерой, происходит пересыхание испарительной зоны капиллярной структуры, тепловое сопротивление устройства резко возрастает, и камера перестает функционировать. Для обеспечения максимальной величины потока жидкости в зону испарения необходимо найти оптимальное соотношение геометрических параметров пористой структуры — размера элементарной пористой ячейки и доли свободного объема. Поскольку капиллярное давление обратно пропорционально диаметру пор, а проницаемость пропорциональна квадрату этой величины, то можно было бы ожидать роста предельной мощности теплоотвода с увеличением масштаба элементарной ячейки капиллярной структуры. Однако для капиллярной структуры с очень крупными порами решающим фактором становится сильная чувствительность к изменению направления действия силы тяжести или к появлению сил инерции при небольших ускорениях устройства, что приводит к ограничениям на области возможного использования паровой камеры.

В последние годы появилось много работ, посвящённых моделированию процессов тепло- и массопереноса в тепловых трубах, использующих капиллярные структуры столбчатого типа. Так, в работе [1] получены выражения для проницаемости в зависимости от доли твёрдого вещества в массиве столбиков микронного размера, высоты столбиков и угла смачивания между мениском жидкости и столбиком. В работе [2] процессы тепло- и массопереноса, имеющие место в плоской тепловой трубе, рассмотрены на двух пространственных масштабах: масштабе единичной ячейки капиллярной структуры и масштабе устройства.

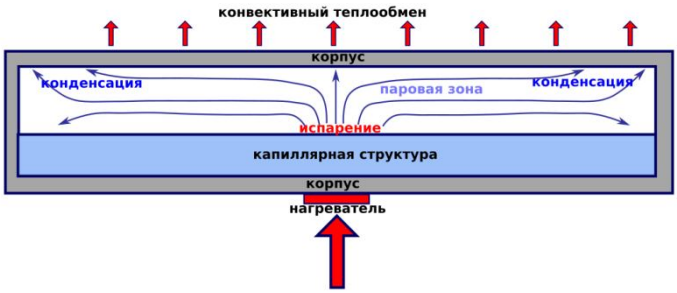


Рис. 1. Схема паровой камеры

Необходимость рассмотрения процессов переноса на нескольких масштабах вызвана большим различием в геометрических размерах устройства в целом (~10 см) и элементов капиллярной структуры (~50 мкм). В Институте тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси также разработана многомасштабная модель тепло- и массопереноса в тонкой паровой камере. Особенностью разработанной модели является то, что для описания процессов в элементарной ячейке использован новый параметр – насыщенность капиллярной структуры жидкостью S, равная доле порового пространства, занятого жидкостью:

$$S = \frac{V_{\text{liq}}}{V_{\text{por}}}.$$

Этот параметр связывает микромодель, описывающую процессы тепло- и массопереноса в масштабах единичной ячейки капиллярной структуры, и макромодель тепло- и массопереноса в масштабах всего устройства.

Расчёты в рамках микромодели (рис. 2) учитывают геометрию единичной ячейки капиллярной структуры, свойства материалов капиллярной структуры и корпуса, а также рабочего вещества паровой камеры. Локальные характеристики, такие как насыщенность капиллярной структуры жидкостью S, температура контакта капиллярной структуры с корпусом T_{w}, давление пара над капиллярной структурой p_{v} в рамках микромодели считаются постоянными. Результатом расчётов по этой модели являются зависимости капиллярного давления p_{cap}, проницаемости K и скорости испарения W от геометрических параметров капиллярной структуры, локального значения насыщенности, температуры контакта и давления пара. Эти зависимости используются в расчётах устройства в целом.

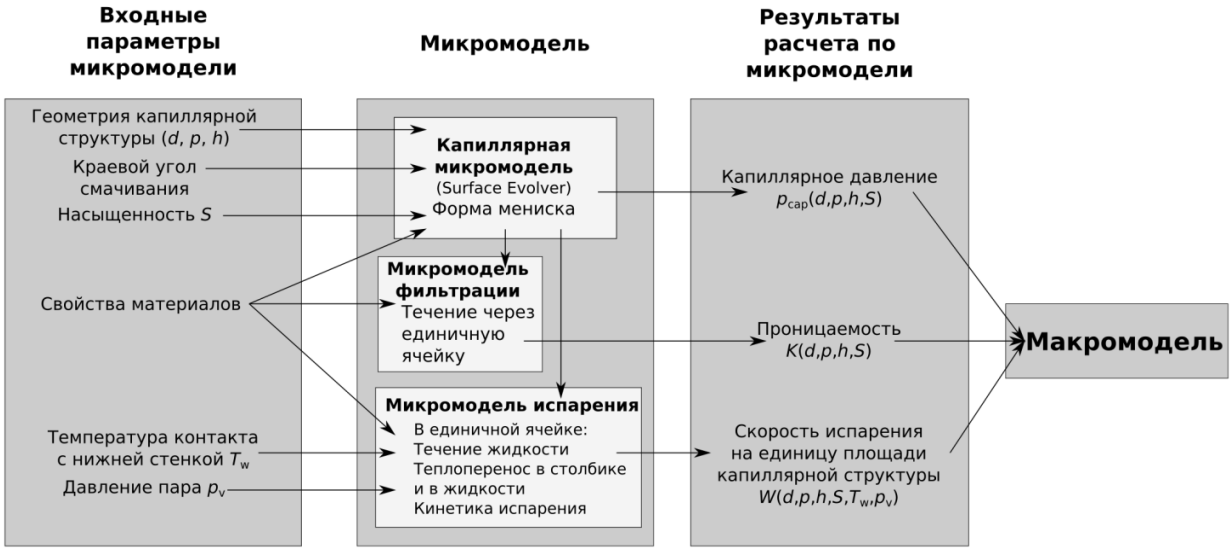


Рис. 2. Схема микромодели

В качестве модельных капиллярных структур рассмотрены регулярные массивы цилиндрических столбиков, установленных в узлах квадратной или гексагональной геометрической сетки (рис. 3).

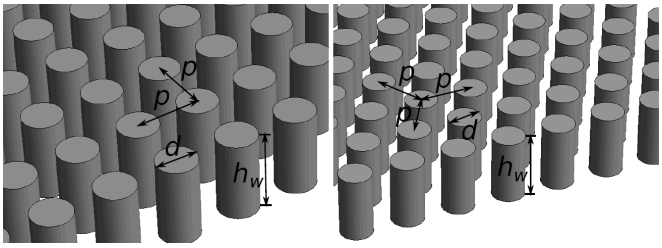


Рис. 3. Модельные капиллярные структуры и их геометрические параметры

Расчёт формы мениска и величины капиллярного давления в микромодели основан на минимизации поверхностной энергии с учётом угла смачивания поверхности столбика рабочей жидкостью. Для расчётов использовано программное обеспечение с открытым кодом Surface Evolver [3]. Они показали, что при насыщенности ниже некоторого критического значения S_{cr} капиллярное давление перестаёт зависеть от насыщенности, поскольку ниже этого значения при уменьшении объема жидкости мениск опускается, практически не изменяя своей формы. При таких значениях насыщенности капиллярные силы не справляются с переносом жидкости и происходит пересыхание капиллярной структуры. Полученные данные о форме мениска использованы для расчётов течения жидкости и теплообмена в единичной ячейке капиллярной структуры. Областью решения гидродинамической задачи является объём жидкости в пределах единичной ячейки (рис. 4). При этом для оценки проницаемости использованы следующие допущения (цифровые обозначения на рис. 4): течение вызвано перепадом давления между противолежащими боковыми сторонами единичной ячейки (1 и 2); на стенке столбика (5) и нижней границе (6) выполняются условия прилипания, на верхней границе жидкости (7) – условия свободного скольжения, на боковых границах (1 и 2, 3 и 4) – периодические граничные условия. Для оценки скорости испарения на единицу площади капиллярной структуры использованы следующие допущения: течение вызвано испарением жидкости с верхней границы жидкости (7) по уравнению Герца–Кнудсена с коэффициентом аккомодации α; на боковых стенках (1, 2, 3, 4) выполняются адиабатические граничные условия, на стенке столбика (5) и нижней границе (6) – условия заданной температуры.

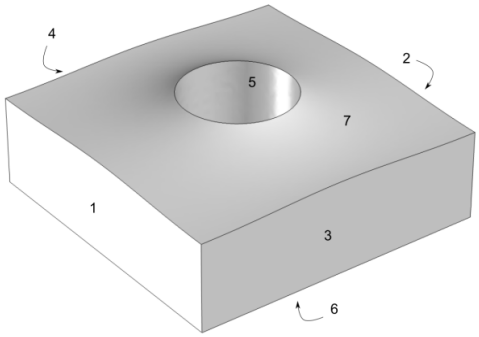


Рис. 4. Схема геометрии единичной ячейки капиллярной структуры при расчёте течения жидкости и теплообмена, связанного с испарением

Расчёты проведены в широком диапазоне параметров капиллярной структуры. В результате параметрических расчётов по микромодели получены корреляции, связывающие локальные значения капиллярного давления, проницаемости и скорости испарения с геометрическими параметрами капиллярной структуры и переменными макроскопической модели (в соответствии со схемой на рис. 2).

С учётом малой толщины паровой камеры (1 мм и меньше) в макромодели использованы двумерные уравнения тепло- и массопереноса в твёрдом корпусе, капиллярной структуре и паровой зоне. Уравнение теплопереноса на верхней стенке корпуса учитывает теплопро-

водность вдоль стенки, конденсацию пара и конвективный теплоотвод в окружающую среду, на нижней – теплопроводность вдоль стенки, теплоотвод за счёт испарения из капиллярной структуры и поток тепла от источника тепловыделения на части поверхности стенки. В паровой зоне решается уравнение движения пара в форме уравнения фильтрации с учётом источников и стоков, связанных с испарением и конденсацией. Перенос жидкости и пара в капиллярной структуре рассчитывается с помощью уравнения двухфазной фильтрации. Для расчётов по макромодели создан программный модуль на основе библиотеки porousMultiphaseFoam [4], разработанной для платформы с открытым кодом OpenFOAM [5]. Исходные коды библиотеки porousMultiphaseFoam дополнены оригинальными модулями, реализующими корреляции, полученные в результате расчётов по микромодели, а также обеспечивающими расчёт сопряженного теплообмена в гетерогенной системе с пористыми и сплошными (твердыми) областями. Пример результата расчёта с использованием макромодели показан на рис. 5.

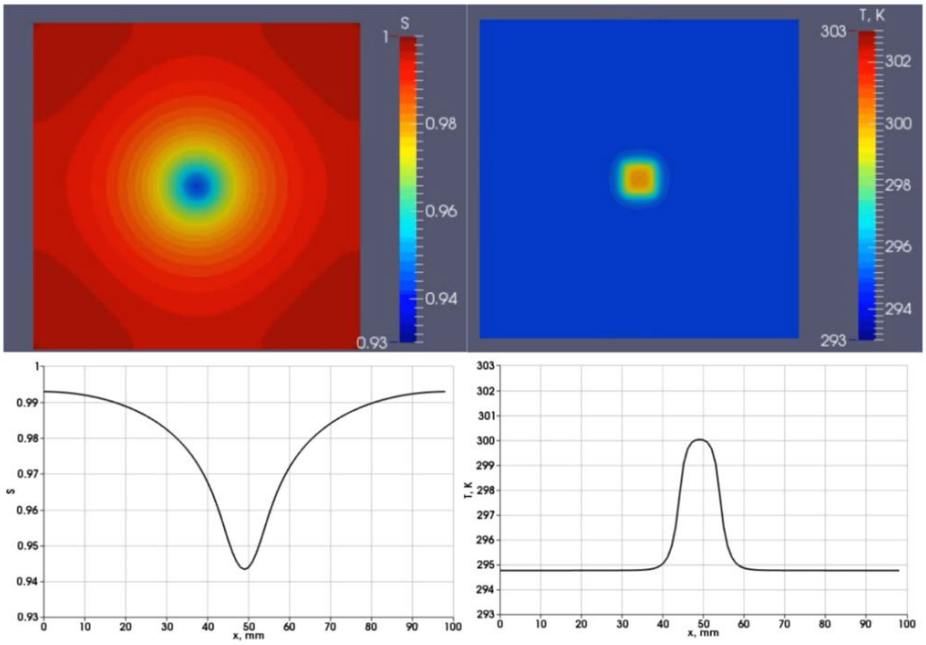


Рис. 5. Стационарное распределение насыщенности в капиллярной структуре (слева) и температуры на нижней стенке (справа). Сверху – двумерные поля, снизу – распределение по средней линии

Разработанное программное обеспечение может быть расширено микромоделями капиллярных структур других типов. Возможна также его модификикация для расчёта тепловых труб и паровых камер с неоднородными капиллярными структурами.

Литература

1. Byon C., Kim S. J. The effect of meniscus on the permeability of micro-post arrays // J. Micromech. Microeng. 2011. Vol. 21.

2. Ranjan R., Murthy J. Y., Garimella S. V., Vadakkan U. A numerical model for transport in flat heat pipes considering wick microstructure effects // Int. J. of Heat and Mass Transfer 2011. Vol. 54.

3. Brakke K. A. The Surface Evolver // Exp. Math. 1992. Vol. 1(2). P. 141–165.

4. Horgue P., Soulaine C., Franc J., Guibert R., Debenest G. An open-source toolbox for multiphase flow in porous media // Comput. Phys. Commun. 2015. Vol. 187. P. 217–226.

5. OpenFOAM. The Open Source CFD Toolbox // OpenCFD Limited (https://www.openfoam.com/).

УДК 536.423

ИСПАРЕНИЕ КАПЕЛЬ ВОДЫ С ПОЛИРОВАННОЙ И ОБРАБОТАННОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПОВЕРХНОСТЕЙ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА

Г. В. Кузнецов[1], Д. В. Зайцев[2], К. А. Батищева[1]

[1]Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия
[2]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Процессы, протекающие на границе раздела трех фаз жидкость–газ–твердое тело, изучаются с начала XIX в. [1]. Но исследования в этой области остаются по-прежнему актуальными из-за несовершенства регистрационной аппаратуры до настоящего времени, а также разработки новых жидкостей, материалов и способов их обработки [2]. С усовершенствованием компьютерной техники, оптических приборов и средств измерения до современного уровня появилась возможность существенно развить теорию испарения капель в микро- и наносистемах [1]. Интерес ученых в этой области обусловлен перспективностью применения разработанных теорий для создания новых технологий и методов исследований. Например, теории и гипотезы, выдвинутые при изучении причин образования кофейных колец после испарения капель коллоидных растворов, используются в медицине для анализа биологических жидкостей [3].

Теория испарения жидкостей легла в основу технологий охлаждения изделий электроники малыми объемами жидкости. Например, в системе охлаждения сотовых телефонов используются тепловые трубки и испарительные камеры, в которых теплоноситель испаряется из пористого материала [4]. В настоящее время ведутся разработки испарительных камер, в которых теплоноситель существовал бы в виде капель для более эффективного теплоотвода от участков малой площади [4].

На характеристики процесса испарения капель жидкостей малых объемов с теплонагруженных поверхностей помимо условий окружающей среды влияют поверхностные свойства материала [1]. Одним из перспективных способов изменения поверхностных свойств металлов и сплавов является обработка поверхности наносекундным импульсным лазерным излучением с помощью лазера, используемого для гравировки и маркировки деталей, с длинной волны 1064 нм [5]. Но в настоящее время отсутствует теория, позволяющая прогнозировать поведение жидкостей на модифицированных лазерным излучением поверхностях.

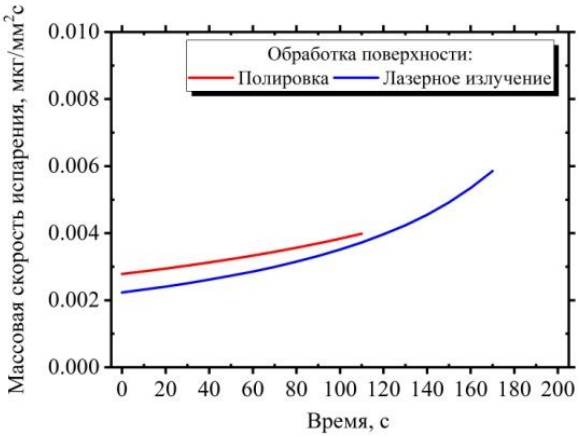
Цель работы – определить скорости испарения капель дистиллированной воды с полированной и обработанных лазерным излучением поверхностей алюминиевого сплава.

В настоящей работе капли дистиллированной воды испарялись с полированной (контактный угол капли воды на поверхности 86°) и обработанной наносекундными лазерными импульсами (120°) поверхностей подложек из алюминиевого сплава. Стоит отметить, что лазерное излучение воздействовало на приповерхностный слой глубиной до 10 мкм и не изменяло теплофизические свойства алюминиевого сплава.

Регистрация геометрических размеров испаряющихся капель объемом 5 мкл осуществлялась по теневой методике [5]. Плоскопараллельный свет освещал каплю, на поверхности подложки через боковую стенку бокса. Размеры капли определялись по теневым изображениям, полученным с помощью видеокамеры. Капля воды испарялась с подложки в изолированной от внешней среды камере из оргстекла. Подложка нагревалась до 70 °С с помощью расположенного под пластиной нагревательного элемента. Концентрация водяных паров в помещении лаборатории варьировалась от 18 до 45% в зависимости от времени года, поэтому в камере она регулировалась резервуарами с насыщенным водным раствором хлорида натрия. Этот способ основан на том, что с помощью раствора устанавливается постоянное зна-

чение концентрации водяных паров в закрытом объеме (для хлорида натрия – 75%). При этом, соль не оказывала влияния на характеристики процесса испарения, так как в камере отсутствовала вынужденная конвекция. Погрешности определения скоростей испарения не превышали 5% и обусловлены погрешностями определения геометрических размеров капли.

По полученным в ходе проведения экспериментов зависимостям (рисунок) установлено, что после лазерной обработки алюминиевого сплава скорость испарения капли уменьшилась на 30% в сравнении с полированным образцом.



Зависимости скорости испарения капель воды с полированной и текстурированной поверхностей алюминиевого сплава

Массовая скорость испарения определена по геометрическим размерам капли по формуле $We = \rho \Delta V / (\Delta t \overline{S})$, где Δt – временной интервал, с; ΔV – изменение объема капли в течение Δt, мкл; $\overline{S}$ – средняя площадь капли, мм, ρ – плотность воды, мкг/мм^3.

Снижение скорости испарения капель после обработки сплава лазерным излучением объясняется уменьшением контактной площади капли из-за уменьшения контактного диаметра (линия на границе жидкость–твердое тело) и, следовательно, увеличения высоты капли за счет снижения свободной поверхностной энергии поверхности подложки после лазерной обработки. Испарение осуществлялось в режиме пиннинга контактной линии (контактный диаметр был постоянен). Увеличение скорости испарения капли с течением времени связано с уменьшением свободной поверхности капли (поверхность испарения на границе жидкость–воздух) в результате ее испарения.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-38-50098.

Литература

1. Zang D., Tarafdar S., Tarasevich Y. Y. and etc. Evaporation of a Droplet: From physics to applications // Phys. Rep. 2019. Vol. 804. P. 1–56.

2. Brutin D. and Starov V. Recent advances in droplet wetting and evaporation // Chem. Soc. Rev. 2018. Vol. 47. P. 558–585.

3. Bou Zeid W. and Brutin D. Influence of relative humidity on spreading, pattern formation andadhesion of a drying drop of whole blood // COLLOID SURFACE A. 2013. Vol. 430. P. 1–7.

4. Wiedenheft K.F., Guo H.A., Qu X. and etc. Hotspot cooling with jumping-drop vapor Chambers // Appl. Phys. Lett. 2017. Vol. 110. P. 141601.

5. Kuznetsov G. V., Feoktistov D. V., Orlova E. G. and etc. Unification of the textures formed on aluminum after laser treatment // APPL. 2019. Vol. 469. P. 974–982.

УДК 621.57.045

РАСЧЁТ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОРИСТЫХ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ КАНАЛОВ В ЛАМИНАРНОЙ ОБЛАСТИ ДВИЖЕНИЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ФРЕОН-12 ПРИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ПЕРВОГО РОДА

А. П. Лукиша

Институт геотехнической механики им. Н. С. Полякова НАН Украины, г. Днепр
lukisha@ukr.net

Одним из путей в вопросе развития и совершенствования энергосберегающих технологий является исследование возможности создания и применения холодильной техники с незначительным потреблением электроэнергии. Решению данной задачи может способствовать разработка и внедрение пористых парогенерирующих каналов испарителей холодильных машин. Данная работа посвящена вопросу исследования теплогидравлической эффективности пористых цилиндрических каналов при фазовом переходе испарения теплоносителя фреон-12 для граничных условий первого рода. Приведём расчётные соотношения, применявшиеся в ходе вычислений.

Теплообмен в цилиндрическом гладкостенном канале. Расчёт среднего по длине испартеля коэффициента теплоотдачи при кипении фреонов в каналах, согласно [1], можно провести по формуле С. Н. Богданова:

$$\alpha = Aq^{0,6}(w\rho)^{0,2}d_{\text{вн}}^{-0,2}\ , \qquad (1)$$

где α [кВт/(м^2·К)], q [кВт/м^2].

Для расчёта коэффициента A, зависящего от вида фреона и температуры кпения, в [1] рекомендована справочная таблица (табл. 1).

Таблица 1

Справочная таблица [1]

Хладагент	Температура кипения t_0, °С				
	-30	-10	0	10	30
R11	0,0208	0,0300	0,0341	0,0382	0,0498
R142	0,0372	0,0461	0,0514	0,0568	0,0710
R12	0,0536	0,0659	0,0719	0,0776	0,0928
R22	0,0599	0,0738	0,0833	0,0928	0,117

Здесь R11, R142, R12, R22 – хладагенты фреон 11, фреон 142, фреон 12, фреон 22 соответственно.

Формула (1) учитывает различные режимы потока, которые возникают при изменении паросодержания по длине испартеля от $x = 0$ до $x = 1$. Диапазон применения формулы (1) составляет: q = 0,6–25 кВт/м^2; $w\rho$ = 50–600 кг/(м^2·с).

Расчет теплоотдачи при движении двухфазного потока в пористых материалах. Вопрос экспериментального исследования теплоотдачи при движении пароводяной смеси через пористые среды рассмотрен в диссертации И. В. Калмыкова [2]. На основании обобщения массива экспериментальных данных автор получил следующую обобщенную зависимость, характеризующую теплообмен при движении пароводяной смеси сквозь пористые среды

$$\alpha_V / \alpha_{VLO} = 1 + 810x\sqrt{(\rho w)_0 \frac{\nu'}{\sigma}\frac{1-x}{x}}\,. \qquad (2)$$

Здесь α_V – коэффициент объёмного внутрипористого теплообмена при движении сквозь пористый материал двухфазного парожидкостного потока Вт/м^3·град; α_{VLO} – коэффициент объемного внутрипористого теплообмена при движении сквозь пористый материал жидкости с расходом, равным полному расходу смеси, Вт/м^3·град; $(\rho w)_0$ – скорость фильтрации смеси (удельный массовый расход, кг/(м^2·с); ν' – коэффициент кинематической вязкости жидкости на линии насыщения, м^2/с; σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, Н/м; x – массовое расходное паросодержание.

Для расчета величины α_{VLO} использовалась рекомендованная А. Г. Косторновым [3] зависимость для расчёта теплоотдачи внутри пористого металловолокнистого материала при движении сквозь него однофазного теплоносителя.

$$\mathrm{Nu_v} = 0{,}007\mathrm{Re}^{1,2}, \qquad (3)$$

где $\mathrm{Nu_v} = \alpha_V(\beta/\alpha)^2/\lambda_l$, $\mathrm{Re} = (\rho w)_0(\beta/\alpha)/\mu_l$, индекс l относится к параметрам жидкости; α и β – вязкостный и инерционный коэффициенты сопротивления пористого материала.

Расчёт перепада давления при испарении фреона в цилиндрическом гладкостенном канале. При испарении фреона в цилиндрическом гладкостенном канале расчёт перепада давления [кПа] согласно [1] проводится по упрощённому уравнению Бо-Пьерре для полного испарения хладагента:

$$\Delta P^{(0)} = f v'' x_{\text{ср}}(l/d_{\text{вн}})(\rho w)^2, \qquad (4)$$

где f – коэффициент полного сопротивления, учитывающий потери на трение, ускорение и повороты потока. Для чистого хладагента $f = 1{,}5\cdot10^{-5}$, а при наличии масла $f = 3{,}5\cdot10^{-5}$; v'' – удельный объём насыщенного пара хладагента, м^3/кг; $x_{\text{ср}}$ – среднее паросодержание (расходное). Поскольку в ходе расчётов предполагается полное испарение фреона, принимаем $x_{\text{ср}} = 0{,}5$.

Расчёт гидросопротивления в пористых высокотеплопроводных каналах при двухфазном парожидкостном движении теплоносителя. Расчёт гидросопротивления в пористых каналах при двухфазном парожидкостном движении теплоносителя проводился по методике, аналогичной методике Локарта–Мартинелли [4]. Данная методика была применена Ю. А. Зейгарником и И. В. Калмыковым [5], к движению двухфазных парожидкостных адиабатических потоков в пористых средах. Согласно этой методике, применённой для пористых сред, величины $(dP/dz)_L$ и $(DP/dz)_G$ расчитываются по модифицированному уравнению Дарси

$$(dP/dZ) = \alpha\mu\upsilon G + \beta\upsilon G^2, \qquad (5)$$

где μ и υ – динамический коэффициент вязкости и удельный объём жидкости; G – удельный массовый расход жидкости сквозь пористый материал.

Согласно [4] параметры Φ_L и Φ_G являются функцией параметра Мартинелли

$$X = \sqrt{(\Delta P/Z)_L / (\Delta P/Z)_G}\,.$$

Для параметра X^2 можно записать следующее выражение [5]:

$$X^2 = \frac{1-x}{x}\frac{\mu'}{\mu''}\frac{\rho''}{\rho'}\frac{1+(\beta/\alpha)[G(1-x)]\ /\mu'}{1+(\beta/\alpha)[Gx]/\mu''} = \frac{1-x}{x}\frac{\mu'}{\mu''}\frac{\rho''}{\rho'}\frac{1+\mathrm{Re}'}{1+\mathrm{Re}''}\,. \qquad (6)$$

Связь параметра X с Φ_L и Φ_G можно выразить формулами [5]

$$\Phi_L^2 = 1 + C/X + 1/X^2, \qquad \Phi_G^2 = 1 + CX + X^2. \tag{7}$$

В [5] в результате обработки опытных данных было получено, что коэффициент C для пористых каналов является функцией массовой скорости фильтрации $(\rho w)_0 = G$, физических свойств (ρ' и μ'') и гидравлических характеристик пористой структуры (коэффициенты α и β):

$$C = 4,0\left(\frac{\beta/\alpha}{G}\frac{\rho'}{\mu'}\right)^{0,4}. \tag{8}$$

Результаты выполненных работ. Для изучения возможности применения пористых парогенераторов в составе холодильных машин были проведены расчёты теплогидравлической эффективности пористых прямоточных трубчатых парогенераторов с рабочей жидкостью фреон-12. В качестве параметров теплогидравлической эффективности использовалось отношение Q/N, где Q – количество тепла, поглощенного при испарении жидкости, N – мощность, затрачиваемая на прокачку теплоносителя; отношение перепадов давления, затрачиваемого на прокачку испаряющегося теплоносителя в гладкостенном и пористом каналах $\Delta P_{sm}/\Delta P_{por}$; отношение длин гладкостенного и пористого каналов l_{sm}/l_{por}. В качестве сравниваемых эталонных поверхностей использовались гладкостенные цилиндрические каналы различных диаметров. В ходе вычислений расчётно-конструктивные параметры изменялись в следующих диапазонах: число Рейнольдса на входе в канал Re_0 = 100–2300; температура и давление жидкости на входе в канал t_{0s} = 110 °С; $P_{0s} = 39,9\cdot10^5$ Н/м^2; разность между температурой стенки канала и температурой жидкости на входе в канал $t_w - t_{0s}$ = 1–5 °С; диаметр канала d = 3–7 мм; пористость канала прнимлась равной Θ = 0,9. В ходе проведенных расчётных исследований было получено, что для полного испарения теплоносителя пористые каналы могут быть короче аналогичных по диаметру гладкостенных каналов в несколько раз. При этом при одинаковом расходе теплоносителя, пористые испарительные каналы за счёт их значительно меньшей длины могут иметь перепад давления на прокачивание теплоносителя на несколько десятков процентов меньше, чем аналогичные гладкостенные каналы. В ходе расчётов было получено, что теплогидравлческая эффективность пористых каналов увеличивается с уменьшением диаметра исследуемых каналов и с уменьшением разности между температурой стенки канала и температурой жидкости на входе в канал, что свидетельствует о том, что пористые испарительные каналы можно эффективно использовать для снятия низкопотенциального тепла.

Таблица 2

Пример расчётных данных

Параметры	Число Рейнольдса Re_0					
	100	200	500	1000	2000	2300
l_{sm}, м	0,01	0,014	0,022	0,031	0,044	0,047
l_{por}, м	0,00175	0,00147	0,00143	0,00152	0,00164	0,00167
$k_F = l_{sm}/l_p$	5,501	9,281	15,072	20,169	26,451	27,997
$(Q/N)_{sm}$	$3,72\cdot10^9$	$6,57\cdot10^8$	$6,65\cdot10^7$	$1,17\cdot10^7$	$0,21\cdot10^7$	$0,14\cdot10^7$
$(Q/N)_{por}$	$12,05\cdot10^9$	$8,35\cdot10^9$	$3,82\cdot10^9$	$1,76\cdot10^9$	$0,69\cdot10^9$	$0,56\cdot10^9$
ΔP_{sm}, Н/м^2	0,01	0,03	0,32	1,82	10,47	15,02
ΔP_{por}, Н/м^2	0,43	0,62	1,36	2,94	7,43	9,12
$K_p = \Delta P_{sm}/\Delta P_{por}$	0,013	0,052	0,237	0,619	1,409	1,646

Пример расчётных данных для температуры входа $t_{s,in}$ = = 110 °С, температурного напора $t_w - t_{s,in}$ = 4 °С, диаметра канала d = 4 мм при пористости Θ = 0,9 показан в табл. 2 (l_{sm} – длина гладкостенного парогенератора, l_{por} – длина пористого парогенератора, $k_F = l_{sm}/l_p$ – геометрический коэффициент эффективности, $(Q/N)_{sm}$ – отношение для гладкостенного парогенератора, $(Q/N)_{por}$ – отношение для пористого парогенератора, ΔP_{sm} – перепад давления в гладкостенном канале, ΔP_{por} – перепад давления в пористом канале, $K_p = \Delta P_{sm}/\Delta P_{por}$ – коэффициент отношения перепадов давлений).

Литература

1. Гоголин А. А., Данилова Г. Н., Азарсков В. М., Медникова Н. М. Интенсификация теплообмена в испарителях холодильных машин / Под ред. А. А. Гоголина. М.: Легкая и пищевая пром-сть, 1982. – 224 с.

2. Калмыков И. В. Теплообмен и гидродинамика при движении пароводяного потока в пористых средах: дис. … канд. техн. наук. М., 1987. – 224 с.

3. Поляев В. М., Майоров В. А., Васильев Л. Л. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1988. – 168 с.

4. Lockart R. W., Martinelli R. C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes // Chemical Engineering Progress. 1949. Vol. 45(1). P. 39–48.

5. Зейгарник Ю. А., Калмыков И. В. Экспериментальное исследование гидравлического сопротивления пористых структур при адиабатическом движении пароводяных смесей // ТВТ. 1985. Т. 23, № 5. С. 934–940.

УДК 621.577

ЭНЕРГОЭКОНОМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ВНЕДРЕНИЯ ТЕПЛОНАСОСНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В ОБЪЕКТАХ ПРОМЫШЛЕННОЙ И КОММУНАЛЬНОЙ СФЕР

Ю. М. Мацевитый, М. А. Кузнецов, В. А. Тарасова, Д. Х. Харлампиди

Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины, г. Харьков

Значительный рост мировых цен на дефицитное органическое топливо и ощутимое уменьшение его запасов делает проблему энергосбережения и использования возобновляемых источников энергии не только актуальной для Украины как энергодефицитной страны, но и жизненно необходимой. Тепловой насос (ТН), переносящий теплоту с низкого на более высокий температурный уровень, затрачивая при этом в несколько раз меньше энергии, чем отдает потребителю, позволяет существенно экономить топливо и уменьшать тепловое загрязнение окружающей среды. Этим обусловлено широкое применение теплонасосной технологии как в системах тепло- и хладоснабжения жилых, общественных и промышленных зданий, так и в технологических процессах различных отраслей промышленности и сельского хозяйства в большинстве развитых стран мира.

Производство теплонасосных установок ориентировано, как правило, на собственные климатические условия стран-производителей, потребности внутреннего рынка, конкретные цены на энергоносители, уровень строительных технологий и архитектурно-планировочных конструкций, особенности инженерных систем жизнеобеспечения объектов ЖКХ и уровень выполнения монтажных и сервисных работ. Игнорирование этих факторов при прямом ти-

ражировании дорогих зарубежных проектов в Украине может не только привести к нерациональному применению ТН, но и в ряде случаев вообще дискредитировать саму идею внедрения теплонасосной технологии.

Поэтому последние 30 лет в ИПМаш НАН Украины проводятся научно-исследовательские работы по разработке и совершенствованию методов определения оптимальных условий эксплуатации и рационального внедрения теплонасосных установок в целях адаптации их технических характеристик к параметрам конкретных технологических процессов, климатическим условиям и требованиям потребителя, а также в целях снижения приведенных затрат на их создание и эксплуатацию, уменьшения срока окупаемости и повышения конкурентоспособности в сравнении с традиционными теплогенераторами. Разработанные и усовершенствованные в институте методики были применены для решения ряда практических задач рационального внедрения теплонасосной технологии на объектах ЖКХ, в технологических процессах (сушка сырья и материалов), на предприятиях пищевой промышленности и на объектах агропромышленного комплекса.

Еще на рубеже 80–90-х годов прошлого века в ИПМаш была разработана, изготовлена и внедрена серия теплонасосных сушильных установок для сушки древесины, керамических изделий, фруктов, овощей, лекарственных трав и пищевых продуктов, а также установок осушения воздуха в помещениях с высокими внутренними влажностными нагрузками. Испытания этих установок в реальных условиях подтвердили их высокое качество и энергетическую целесообразность применения.

Совместно со специалистами ООО «Инсолар-Климат» были разработаны проекты теплонасосных систем климатизации для десятков жилых и административных зданий, торгово-развлекательных центров, школ, больниц, детских садиков, санаториев, пансионатов, спортивных комплексов и бассейнов. Эти системы наиболее полно соответствуют требованиям высокой комфортности систем отопления, воздухообмена и кондиционирования при минимальном потреблении энергии в процессе эксплуатации. Они способны гарантировать стабильную производительность во всем диапазоне температур окружающего воздуха. Сезонная энергетическая эффективность этих систем, то есть отношение полученного продукта (теплота, холод) к затраченной электрической энергии, составляет: для отопления – до 4,2, а для кондиционирования – до 3,6.

Получение горячей воды с температурой до 60 °С при работе теплового насоса в режиме кондиционирования происходит без дополнительных энергозатрат. Оборудование гармонично сочетается с системами «тёплых полов», панельного и воздушного отопления.

Вместе с НПП «Инсолар-Харьков» был также разработан и внедрен проект грунтовой теплонасосной системы тепло- и хладоснабжения вокзала станции Залютино Южной железной дороги. В итоге, замена угольных котлов грунтовым тепловым насосом позволила снизить общие эксплуатационные расходы вокзала за отопительный сезон более чем в 5 раз.

Практический эффект от применения тепловых насосов реализуется удачно в низкотемпературных системах отопления. Понятие «низкая температура» связано с температурой поверхности нагревательных приборов, применяемых в теплонасосных системах отопления, и которая заметно ниже температуры поверхности трубчатых или секционных нагревательных приборов традиционных систем отопления. Низкотемпературные отопительные сети удачно сочетаются с теплыми полами, конвекторами типа «Фанкойл», воздушным отоплением и при соответствующем увеличении поверхности теплообмена могут эксплуатироваться с традиционно применяемыми современными типами радиаторов.

Особо следует остановиться на разработанной в последнее время технико-экономической методике рационального выбора теплонасосного оборудования с учетом заданных производителем характеристик. Основой методики является представление количества выработанной теплоты и затраченной электроэнергии за расчетный период, а также стоимости ТН

из рассматриваемого модельного ряда в виде интерполяционных функций от температуры $T_{бв}$ и соответствующей ей временной координаты $\tau_{бв}$, рассчитанной для каждой конкретной модели ТН при заданной тепловой нагрузке на здание и принятой в качестве оптимизируемого фактора. Под $T_{бв}$ подразумевается температура окружающей среды, соответствующая равенству тепловой нагрузки на объект и теплопроизводительности теплонасосной установки. В качестве целевой функции приняты приведенные затраты.

Тепловая нагрузка на объект связана с температурой окружающей среды $T_{ос}$ линейной зависимостью [1]

$$Q_{т} = Q_{т}^{р} \frac{T_{п} - T_{ос}}{T_{п} - T_{ос}^{р}},$$

где $Q_{т}^{р}$ – расчётная тепловая нагрузка на объект, кВт; $T_{п}$ – температура воздуха в помещении, К; $T_{ос}^{р}$ – расчётная температура окружающей среды, К.

По результатам расчета строится график зависимости тепловой нагрузки на объект от температуры окружающей среды $Q_{т} = f(T_{ос})$ и для конкретного климатического региона график зависимости отопительной нагрузки объекта от числа часов с различной среднесуточной $T_{ос}$ в течение отопительного сезона $Q_{т} = f(\tau)$ [2].

Соответствующие зависимости теплопроизводительности моделей тепловых насосов, выбранных для анализа, от температуры окружающей среды $Q_{тнi} = f(T_{ос})$ и от числа часов с различной среднесуточной $T_{ос}$ в течение отопительного сезона $Q_{тнi} = f(\tau)$ совмещаются на графиках с соответствующими зависимостями для отопительной нагрузки объекта. Точки пересечения дают значение температуры бивалентности $T_{бвi}$ для каждого теплового насоса из рассматриваемого модельного ряда.

Приравниванием функции $Q_{т} = f(\tau)$ с каждой из функций $Q_{тнi} = f(\tau)$ получается ряд уравнений, решение которых позволяет определить значение временной координаты $\tau_{бвi}$ для каждого теплового насоса из рассматриваемого модельного ряда.

Аналогично выражениям $Q_{тнi} = f(\tau)$ для рассматриваемых моделей ТН по данным каталога строятся интерполяционные функции $COP_{тнi} = f(\tau)$.

По данным, приведенным в прайс-листе фирмы-производителя, строится график зависимости стоимости рассматриваемых моделей ТН от временных координат $\tau_{бвi}$, лежащих на оси времени τ, т. е. $C_{тн} = f(\tau)$.

При параллельной работе ТН и электрокотла (ЭК), обеспечивающего покрытие отопительной нагрузки объекта при температурах окружающей среды ниже $T_{бвi}$, вычисляется количество электроэнергии, затраченное каждым тепловым насосом $E_{тнi}$ и электрокотлом $E_{экi}$, по выражениям, учитывающим периоды времени $(\tau_{бвi} - \tau_{0})$, когда ТН работает параллельно с электрокотлом, и $(\tau_{к} - \tau_{бвi})$, когда мощности ТН достаточно для покрытия всей отопительной нагрузки объекта:

$$E_{тнi} = \int_{\tau_0}^{\tau_{бвi}} \frac{Q_{тнi}(\tau)}{COP_{тнi}(\tau)} d\tau + \int_{\tau_{бвi}}^{\tau_{к}} \frac{Q_{т}(\tau)}{COP_{тнi}(\tau)} d\tau; \quad E_{экi} = \int_{\tau_0}^{\tau_{бвi}} \left(Q_{т}(\tau) - Q_{тнi}(\tau)\right) d\tau,$$

где τ_{0} и $\tau_{к}$ – временные координаты, соответствующие самому низкому и самому высокому значениям $T_{ос}$, при которых работает ТН.

По результатам расчетов строятся графики зависимости количества электроэнергии, затраченной ТН и ЭК, от временных координат $\tau_{бвi}$, лежащих на оси времени τ, т. е. $E_{тн} = f(\tau)$ и $E_{эк} = f(\tau)$.

Принятые в качестве целевой функции приведенные затраты определяются из выражения [3]

$$PZ = \left(E_{\text{тн}}(\tau) + E_{\text{эк}}(\tau)\right)s_{\text{ээ}}n_{\text{сез}} + C_{\text{тн}}(\tau),$$

где $s_{\text{ээ}}$ – тариф на электроэнергию, USD/(кВт·ч); $n_{\text{сез}}$ – количество отопительных сезонов.

Итогом расчета является построение графика зависимости приведенных затрат (целевой функции) от значений временной координаты τ для анализируемого количества отопительных сезонов и принятого тарифа на электроэнергию. По минимуму приведенных затрат определяется временная координата бивалентности и выбирается рациональная модель теплового насоса.

Работоспособность методики проверена при подборе теплового насоса «воздух–вода» итальянской фирмы Clivet и теплового насоса «воздух–воздух» японской фирмы Mitsubissi Elektric.

Литература

1. Бамбушек Е. М., Бухарин Н. Н., Герасимов Е. Д. и др. Тепловые и конструктивные расчеты холодильных машин: учеб. пособие / Под общ. ред. И. А. Сакуна. Л.: Машиностроение, 1987. – 423 с.

2. Соколов Е. Я. Теплофикация и тепловые сети. М.: МЭИ, 2001. – 472 с.

3. Мацевитый Ю. М., Харлампиди Д. Х., Тарасова В. А. Кузнецов М. А. Инновационные системы термотрансформации. Анализ. Синтез. Оптимизация. Харьков: ЧП «Технологический центр», 2018. – 192 с.

УДК 532.546, 536.421

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ХРАНЕНИЯ ПРИРОДНОГО ГАЗА В ГАЗОГИДРАТНОМ СОСТОЯНИИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Н. Г. Мусакаев[1,2], М. К. Хасанов[3], С. Л. Бородин[1]

[1]Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, г. Тюмень, Россия
[2]Тюменский индустриальный университет, г. Тюмень, Россия
[3]Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета, г. Стерлитамак, Россия

В настоящее время создание в пористых коллекторах подземных газохранилищ является одним из способов хранения природного газа [1]. Их основная задача состоит в обеспечении равномерной подачи газа по трубопроводам при его сезонно неравномерном потреблении, особенно во время зимнего периода. В ряде работ, например [2–4], указывается на возможность организации таких подземных хранилищ газа в газогидратном состоянии за счет закачки природного газа в пористый пласт при определенных термодинамических условиях. Преимуществами такой организации хранения являются способность газогидратов связывать значительное количество газа в малом объеме при относительно небольшом давлении, невзрывоопасный характер хранения [2, 5].

В работах [3, 4, 6, 7] представлены аналитические и численные решения задачи об образовании газового гидрата в пористом пласте при закачке в этот пласт метана. Предлагаемое исследование отличается тем, что в нем предложена математическая модель, в которой учтены

основные физические особенности этого процесса (неизотермическая фильтрация газа, гидратообразование, реальные свойства газа, эффекты адиабатического охлаждения и Джоуля–Томсона) и построен алгоритм решения задачи, который включает в себя оригинальный метод расчета гидратонасыщенности. Расчет этого параметра является весьма нетривиальным, так как к настоящему времени расчетных схем для процесса неизотермической фильтрации газа без учета фазовых переходов существует достаточное количество, а вот учет образования и/или диссоциации газогидратов создает значительные вычислительные сложности.

На рис. 1 представлена схема рассматриваемой модельной задачи о закачке газа в горизонтальный пласт постоянной толщины с непроницаемыми кровлей и подошвой. Пористый коллектор заполнен в начальном состоянии метаном и водой. Нагнетание газа (метана) с постоянной температурой T_w, меньшей исходной температуры пласта T_0, происходит через совершенную (вскрывающую пласт на всю его толщину) скважину при постоянном объемном расходе Q:

$$t = 0: \quad T = T_0, \;\; p = p_0, \;\; S_l = S_{l0}, \;\; S_g = 1 - S_{l0} \;\; (r \geq r_w),$$

$$r = r_w: \quad T = T_w, \;\; Q = \text{const} \;\; (t > 0),$$

$$r = R_k: \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \;\; \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \;\; (t > 0).$$

Здесь p – давление; T – температура; S_j ($j = g, l, h$) – насыщенность пор j-й фазой (индексы h, l и g относятся к параметрам гидрата CH_4, воды и метана соответственно); S_{l0} – исходная водонасыщенность пласта.

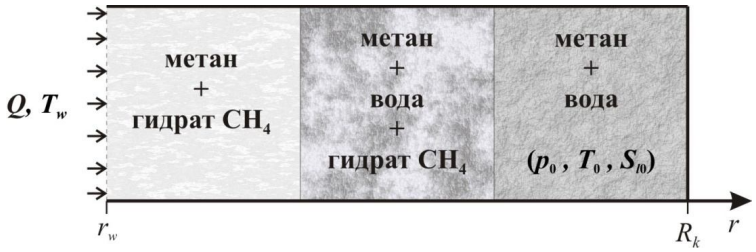


Рис. 1. Схематическое представление изучаемого процесса

Изложенная постановка задачи может быть решена для плоскорадиального случая с использованием системы нелинейных дифференциальных уравнений, описывающей фильтрационное течение газа с учетом процесса образования газогидрата. Такая система на основе методов и подходов механики многофазных сред [8] выписана в работах [6, 9, 10].

Для предложенной математической модели процесса образования газового гидрата в пористом пласте в работе был построен алгоритм и на его основе осуществлена численная реализация с использованием неявной разностной схемы, метода прогонки, метода простых итераций и разработанного метода для расчета гидратонасыщенности S_h. Это метод заключается в расчете величины S_h в пласте, исходя из следующих лимитирующих условий: при образовании газогидрата температура повышается, пока не достигнет равновесной температуры или не закончатся все фазы образователи гидрата (вода или газ); при гидратообразовании давление уменьшается, пока не достигнет равновесного давления или не закончатся все фазы образователи газогидрата [10].

В работе были изучены особенности гидратообразования в пласте, насыщенного в исходном состоянии метаном и водой, при закачке в него холодного ($T_w < T_0$) газа.

На рис. 2 представлено распределение по длине пласта температуры и гидратонасыщенности; время закачки газа в пласт составило 30 сут; штриховая линия – исходная темпе-

ратура пласта T_0. Видно, что в зависимости от величины Q возможны два случая. При относительно небольших значениях объемного расхода гидратонасыщенность на некотором расстоянии от скважины меняется скачком (кривая 1), т. е. реализуется фронтальная схема фазовых переходов. При больших значениях расхода (соответственно градиента давления) возникает протяженная зона (кривая 2 и 3), в которой газ, вода и гидрат находятся в равновесии.

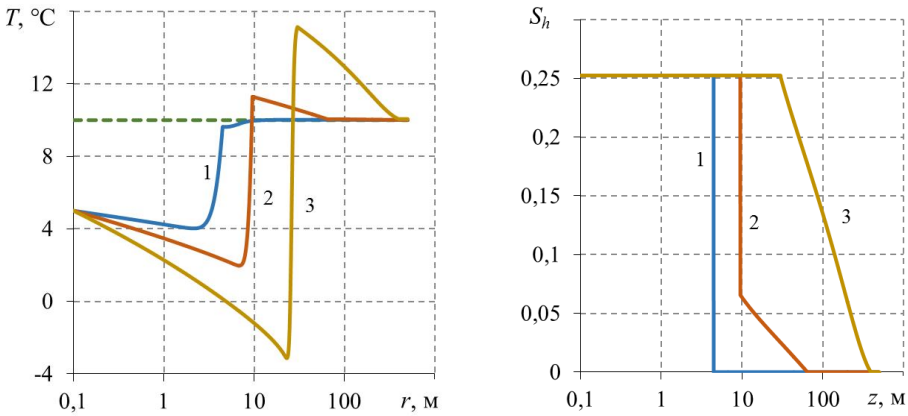


Рис. 2. Распределение по координате r температуры (слева) и гидратонасыщенности (справа) при различных значениях объемного расхода Q закачки газа в пласт. Линии 1, 2 и 3 соответствуют Q = 3, 10 и 50 тыс. м^3/сут, T_0 = 10 °C, p_0 = 6 МПа, T_w = 5 °C, R_k = 500 м

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-29-10023).

Литература

1. Казарян В. А. Подземное хранение газов и жидкостей. М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2006. – 432 с.

2. Бык С. Ш., Макогон Ю. Ф., Фомина В. И. Газовые гидраты. М.: Химия, 1980. – 296 с.

3. Бондарев Э. А., Рожин И. И., Попов В. В., Аргунова К. К. Оценка возможности подземного хранения гидратов природного газа в зоне многолетней мерзлоты // Криосфера Земли. 2015. Т. 19, № 4. С. 64–74.

4. Нурисламов О. Р., Шагапов В. Ш. Нагнетание газа во влажную пористую среду с образованием газогидрата // Прикладная математика и механика. 2009. Т. 76, вып. 5. С. 809–823.

5. Veluswamy H. P., Kumar A., Seo Y., Lee J. D. and Linga P. A review of solidified natural gas (SNG) technology for gas storage via clathrate hydrates // Applied Energy. 2018. Vol. 216. P. 262–285.

6. Shagapov V. Sh., Musakaev N. G. and Khasanov M. K. Formation of gas hydrates in a porous medium during an injection of cold gas // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. Vol. 84. P. 1030–1039.

7. Шагапов В. Ш., Хасанов М. К., Гималтдинов И. К., Столповский М. В. Численное моделирование образования газогидрата в пористом пласте конечной протяженности при продувке его газом // Прикладная механика и техническая физика. 2011. Т. 52, № 4. С. 116–126.

8. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987.

9. Шагапов В. Ш., Мусакаев Н. Г. Динамика образования и разложения гидратов в системах добычи, транспортировки и хранения газа. М.: Наука, 2016. – 240 с.

10. Мусакаев Н. Г., Хасанов М. К., Бородин С. Л., Бельских Д. С. Численное исследование процесса разложения гидрата метана при закачке теплого газа в гидратонасыщенную залежь // Вестн. Томского гос. ун-та. Математика и механика. 2018. № 56. С. 88–101.

УДК 658.261:621.56

ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ОЗОНОБЕЗОПАСНЫХ ХЛАДАГЕНТОВ И ИХ МАСЛОФРЕОНОВЫХ СМЕСЕЙ

А. В. Овсянник, А. И. Аршуков, П. А. Ковальчук

Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого», г. Гомель, Республика Беларусь

Исследование процессов теплообмена при кипении озонобезопасных хладагентов и их маслофреоновых смесей является важным и перспективным направлением в области работы холодильной техники и теплонасосных установок. Для расчета испарителей таких установок необходимо знать расчетные зависимости для определения коэффициентов теплоотдачи, которые могут быть определены только экспериментальным путем [1].

Для решения этой задачи на кафедре «Промышленная теплоэнергетика и экология» УО «Гомельского государственного технического университета им. П. О. Сухого» была разработана комплексная экспериментальная установка кипения–конденсации жидкостей, представленная на рис. 1. Работа установки регулируется в широком диапазоне тепловых нагрузок (1–140 кВт/м^2) [2].

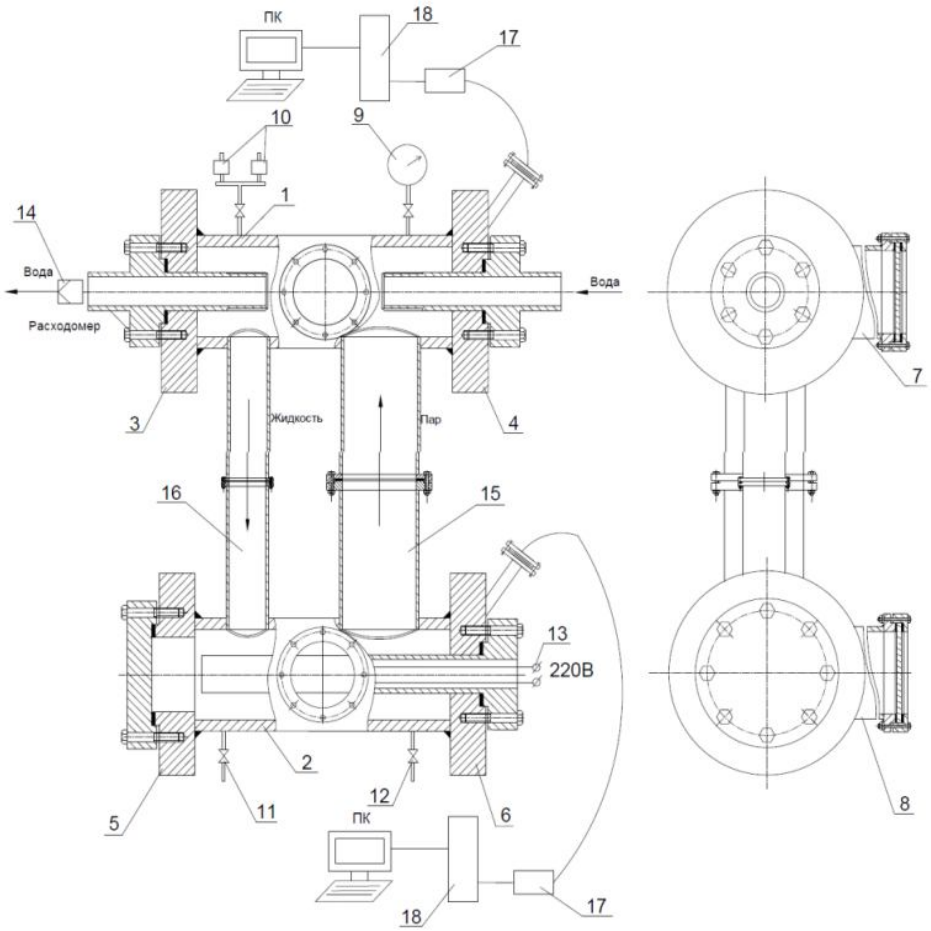


Рис. 1. Комплексный экспериментальный стенд: 1, 2 – рабочие камеры; 3, 4, 5, 6 – фланцы; 7, 8 – смотровые иллюминаторы; 9 – манометр; 10 – предохранительный клапан; 11, 12 – вентиль; 13 – нагреватель; 14 – расходомер; 15 – паровой канал; 16 – жидкостной канал; 17 – аналаго-цифровой преобразователь; 18 – компьютер

Целью и задачами исследования являлось экспериментальное исследование процессов теплообмена при развитом пузырьковом кипении озонобезопасных хладагентов и их маслофреоновых смесей на гладких и развитых теплообменных поверхностях с установлением зависимостей для определения коэффициентов теплоотдачи и влияния на них различных факторов, определяющих интенсивность теплоотдачи при фазовых переходах в аппаратах холодильных, теплонасосных установок и систем кондиционирования воздуха.

Впервые проведены экспериментальные исследования процессов теплообмена при кипении хладагентов R404a, R407c и их маслофреоновых смесей R404a, R407c на гладких и оребренных поверхностях в широком диапазоне тепловых нагрузок (1,1–140 кВт/м^2) [2].

Результаты экспериментальных исследований зависимости интенсивности теплообмена от режимных параметров представлены на рис. 2–5, от концентрации масла – на рис. 6 и 7.

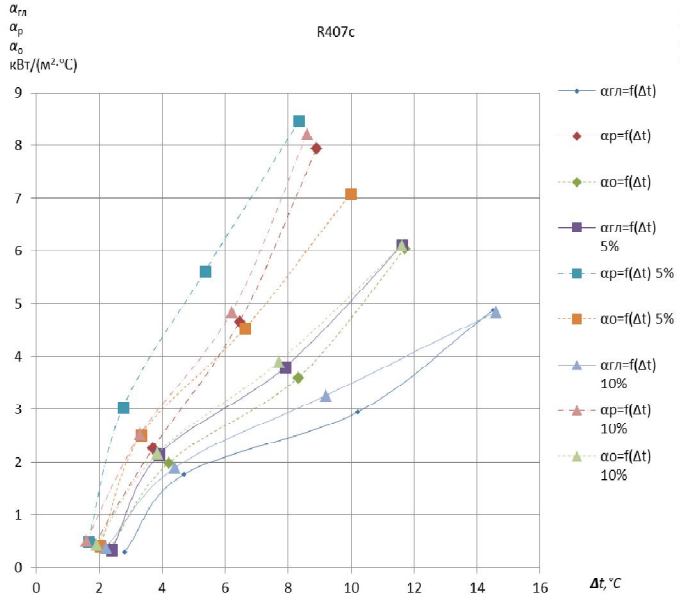


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора для фреона R407c

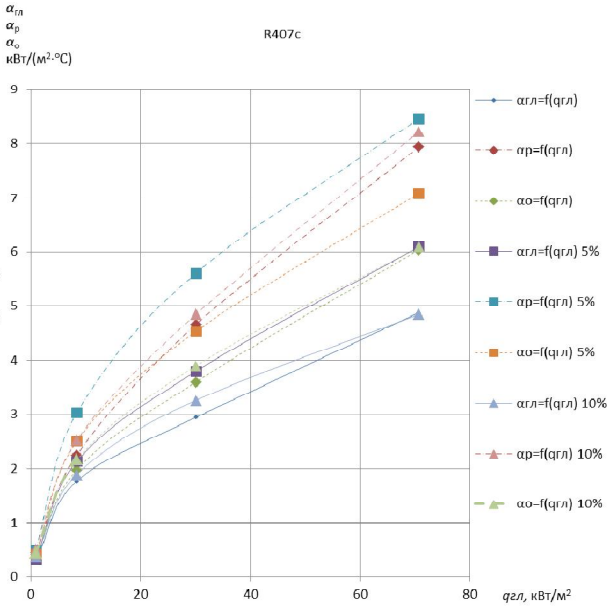


Рис. 3. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока для фреона R407c

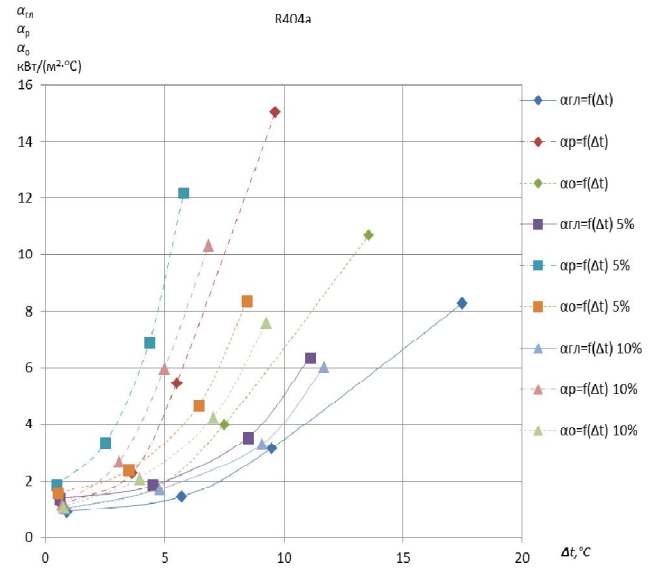


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора для фреона R404a

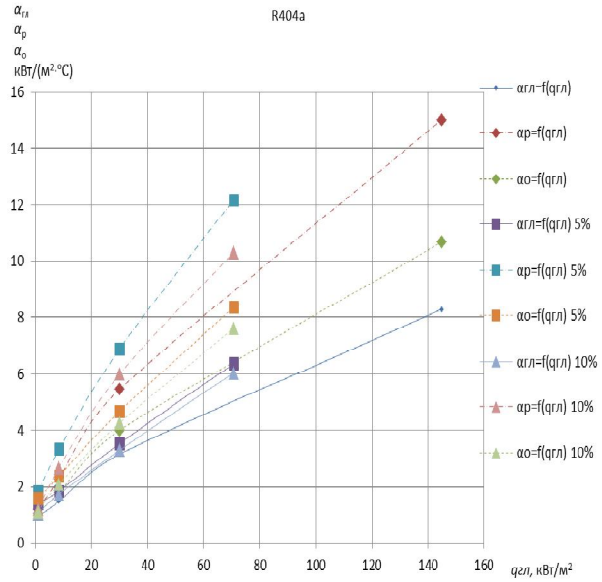


Рис. 5. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока для фреона R404a

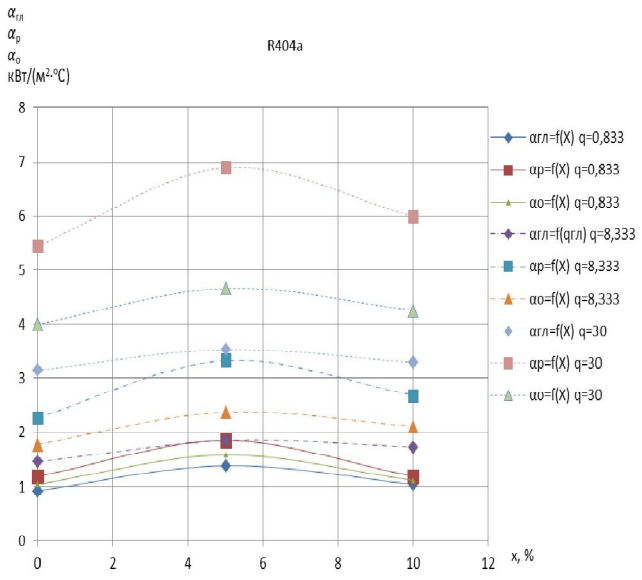


Рис. 6. Зависимость коэффициента теплоотдачи от концентрации масла для фреона R404a

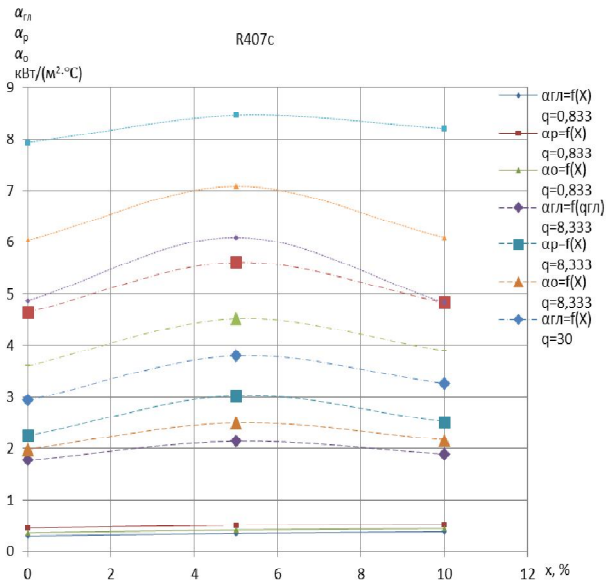


Рис. 7. Зависимость коэффициента теплоотдачи от концентрации масла для фреона R407c

Значение коэффициента теплоотдачи при концентрации масла на 5% выше, чем у чистого фреона. Это можно объяснить тем, что при небольшой концентрации масла растёт количество центров парообразования и, следовательно, это ведёт к улучшению интенсивности теплообмена. При дальнейшем увеличении концентрации масла коэффициент теплоотдачи уменьшается.

Обозначения

$\alpha_{гл}$ – коэффициент теплоотдачи на гладкой поверхности; $\alpha_р$ – коэффициент теплоотдачи на оребренной поверхности; $\alpha_о$ – общий коэффициент теплоотдачи; $q_{гл}$ – плотность теплового потока на гладкой поверхности; Δt – разность температур на образце и температуры насыщения в испарителе.

Литература

1. Овсянник А. В. Теплообмен и моделирование при кипении на теплоотдающих поверхностях. LAMBERT Academic Publishing, 2018. – 348с.

2. Арефьева Е. И., Аладьев И. Т. О влиянии смачиваемости на теплообмен при кипении. // ИФЖ. 1958. Т. 1. № 7. С. 11–17.

3. Фритц В., Энде В. Исследование механизма парообразования с помощью киносъемки паровых пузырей // Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964. С. 162–188.

4. Плессет М. С., Цвик С. А. Рост паровых пузырей в перегретых жидкостях // Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964. С. 189–211.

5. Форстер Г., Зубер Н. Рост парового пузыря в перегретой жидкости // Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964. С. 212–225.

6. Лабунцов Д. А. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости // Теплоэнергетика. 1959. № 12. С. 19–26.

7. Лабунцов Д. А. Обобщенные зависимости для критических тепловых нагрузок при кипении жидкостей в условиях свободного движения // Теплоэнергетика. 1960. № 7.С. 76–80.

8. Борнхорст У. Д., Хэтсопулос Г. Н. Определение скорости роста пузырей с учетом дискретности у поверхности раздела фаз // Прикладная механика. 1967. Т. 89. № 4. С. 125.

9. Ягов В. В. Исследование кипения жидкостей в области низких давлений: автореф. дис. … канд. техн. наук. М., 1971.

10. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Новосибирск: Наука, 1970. – 660 с.

УДК 658.261:621.56

ТРИГЕНЕРАЦИОННЫЕ УСТАНОВКИ НА ДИОКСИДЕ УГЛЕРОДА С ДВУКРАТНЫМ ПЕРЕГРЕВОМ С УСТАНОВКОЙ ТУРБОДЕТАНДЕРА И КОТЛА-УТИЛИЗАТОРА

А. В. Овсянник, А. И. Аршуков, П. А. Ковальчук, В. П. Ключинский

Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого, г. Гомель, Республика Беларусь

Рациональное использование природных ресурсов – одна из наиболее актуальных задач энергетики. Повышение термодинамической, энергетической и технико-экономической эффективности генерации энергии различных видов необходимо рассматривать как один из возможных путей решения этой задачи [1].

В настоящее время все больше и больше внимания уделяется поиску как можно более эффективных и безопасных рабочих тел для энергетических установок прямого и обратного циклов. Одними из таких рабочих тел являются природные хладагенты и, в частности, диоксид углерода. Основными преимуществами применения CO_2 в холодильной технике в сравнении с ГФУ-хладагентами является их эффективность, безопасность, экологичность и низкая стоимость [2]. На основании энергетических, технических и экологических показателей использования CO_2 в энергетических установках для получения электрической, тепловой энергии и холода предлагается использование диоксида углерода для получения этих видов энергии в турбодетандерном цикле. Отличительной особенностью такой установки является то, что используется только одно рабочее тело для выработки всех трех видов энергии – CO_2, а также возможность отпуска CO_2 в жидком или газообразном состоянии для коммерческих целей. Схема тригенерационной установки на диоксиде углерода на вторичных энергоресурсах с производством жидкой и газообразной углекислоты представлена на рис. 1.

Принцип работы предлагаемой установки основан на использовании теплоты отходящих продуктов сгорания (металлургических, стеклоплавильных печей, котлоагрегатов и т. д.) с целью повышения энергетической эффективности теплоэнергоустановок и снижения их тепловых потерь. Кроме того, решается экологическая проблема улавливания диоксида углерода и предотвращения выброса его в окружающую среду. Предлагаемая установка работает на вторичных энергоресурсах, которые в настоящее время используются в крайне ограниченных объемах.

Установка подключается через теплофикационный узел, состоящий из двух теплообменников 24 и 25, к источнику продуктов сгорания или дымовых газов. Теплообменники 24 и 25 теплофикационного узла предназначены для подогрева сетевой воды для целей отопления и горячего водоснабжения. После теплофикационного узла дымовые газы направляются в абсорбционно-десорбционную установку, где осуществляется улавливание и выделение CO_2. Выделенная углекислота сжимается и направляется в сепараторы 22, 23 и бак-сборник 19 турбодетандерного контура. Турбодетандерный контур (турбодетандер 12 – испаритель 11 – перегреватель 10 – конденсатор 13 – насос 16 – ресивер – накопитель 19) может рабо-

тать как на цикле с докритическими параметрами, так и на цикле с закритическими параметрами. В установке дополнительным эффектом является производство холода в испарителях 27 и 28, а также производство жидкой и газообразной углекислоты для коммерческих целей.

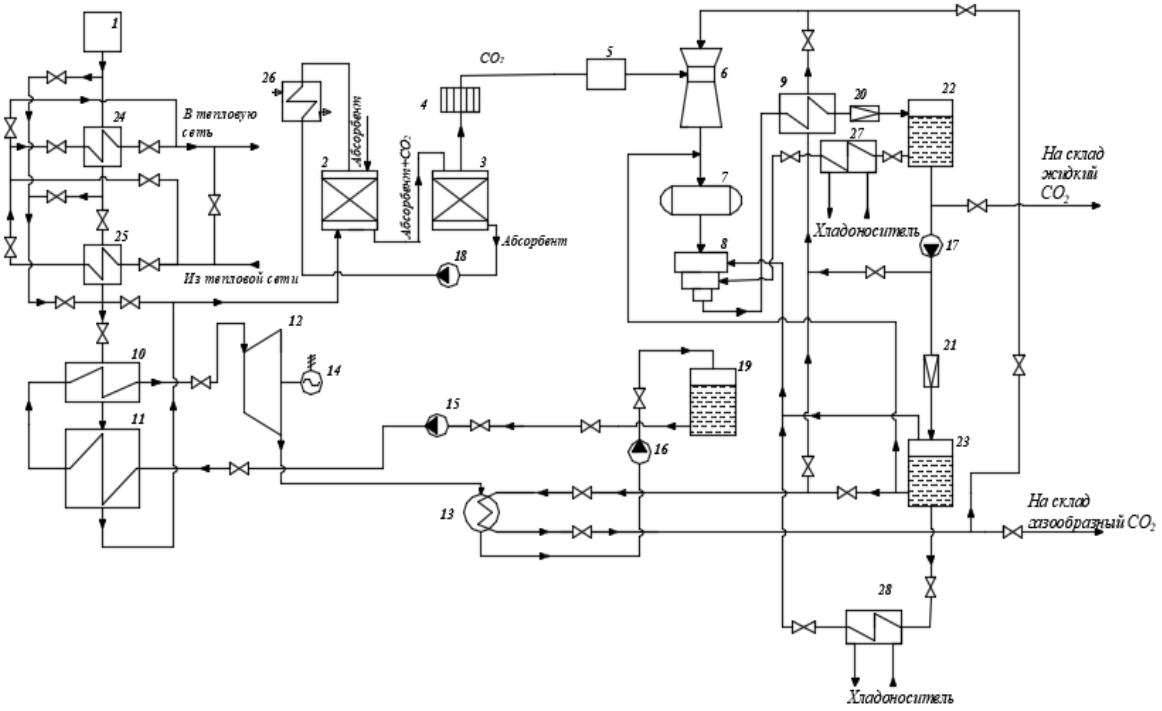


Рис. 1. Схема тригенерационной турбодетандерной установки на вторичных энергоресурсах с производством жидкой и газообразной углекислоты: 1 – источник продуктов сгорания (ВЭР); 2 – абсорбер; 3 – десорбер; 4 – брызгоотделитель; 5 – осушитель; 6 – инжектор; 7 – ресивер; 8 – компрессор; 9 – конденсатор; 10 – перегреватель; 11 – испаритель; 12 – паровая турбина; 13 – конденсатор; 14 – электрогенератор; 15, 16, 17,18 – насос; 19 – сборник; 20, 21 – регулирующий вентиль; 22 – сепаратор 1; 23 – сепаратор 2; 24, 25, 26 – теплообменник; 27, 28 – испаритель

На рис. 2 представлены теоретические циклы турбодетандерного и углекислотного контуров в диаграмме lgp – h с полным промежуточным охлаждением. Циклы состоят из следующих процессов: 12–13 – повышение давления жидкого CO_2 в насосе 16; 13–13^1 – нагрев жидкого CO_2 до температуры кипения в испарителе 11; 13^1–13^2 – изобарно-изотермический процесс кипения CO_2 в испарителе 11; 13–14 – перегрев газообразного CO_2 в перегревателе 10; 14–15 – адиабатное расширение газообразного CO_2 в турбодетандере 12; 15–12 – изобарно-изотермический процесс конденсации диоксида углерода в конденсаторе 13. Для холодильного цикла: процесс 1–2 – адиабатное сжатие газообразного CO_2 в компрессоре первой ступени; 2–3 – охлаждение CO_2 перед компрессором второй ступени; 3–4 – адиабатное сжатие CO_2 в компрессоре второй ступени; 4–5 – промежуточное охлаждение CO_2 перед компрессором третьей ступени; 5–6 – адиабатное сжатие CO_2 в компрессоре третьей ступени; 6–7 – охлаждение и конденсация газообразного CO_2 в конденсаторе 9; 7–8 – первое адиабатное дросселирование жидкого диоксида углерода в дросселе 20 в сепаратор 22; 9–10 – второе адиабатное дросселирование CO_2 в дросселе 21 в сепаратор 23; 11–1 – кипение CO_2 в конденсаторе-испарителе 13.

Одним из основных направлений совершенствования энергоустановок является внедрение промежуточного перегрева пара, например, применить эту технологию в парогазовой установке с котлом-утилизатором. Это позволит повысить КПД установки за счет подвода к газу дополнительного количества теплоты, в результате чего возрастает полезный теплоперепад в турбоагрегате [3–5]. Это приводит к увеличению электрической мощности энергоус-

тановки и увеличению отпуска электрической энергии. Кроме того, увеличивается степень сухости газообразного диоксида углерода на лопатках последней ступени турбоагрегата, что повышает надежность и долговечность работы его лопаток [6].

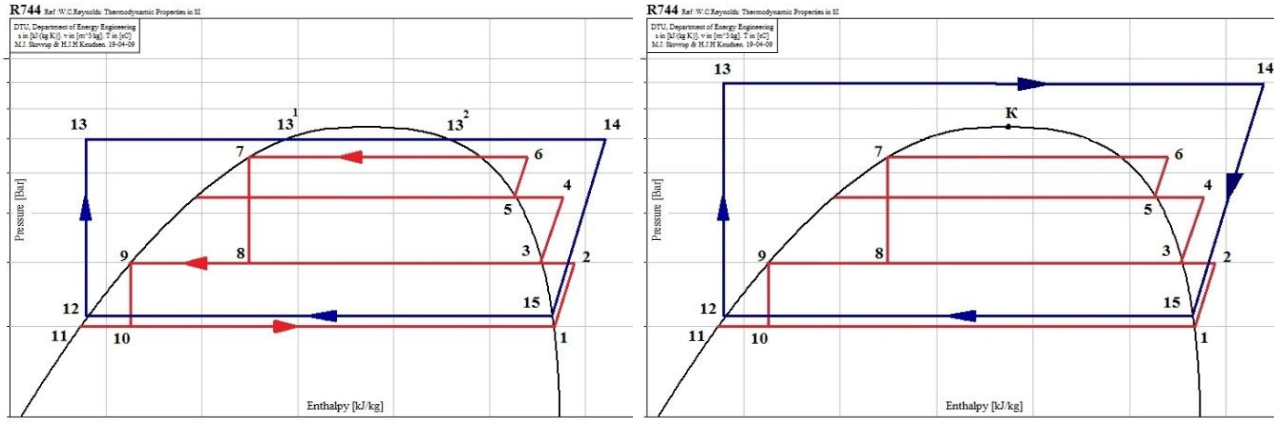


Рис. 2. Цикл турбодетандерной тригенерационной установки на диоксиде углерода на до- и сверхкритических параметрах рабочего тела

Схема тригенерационной установки ПГУ и котла-утилизатора на диоксиде углерода с производством жидкой и газообразной углекислоты представлена на рис. 3. Принцип работы установки аналогичен предыдущей схеме. Вторичный перегрев углекислоты, циркулирующей в паротурбинном контуре, осуществляется в котле-утилизаторе, однако, можно осуществить перегрев и в камере сгорания ГТУ, как показано на рис. 4.

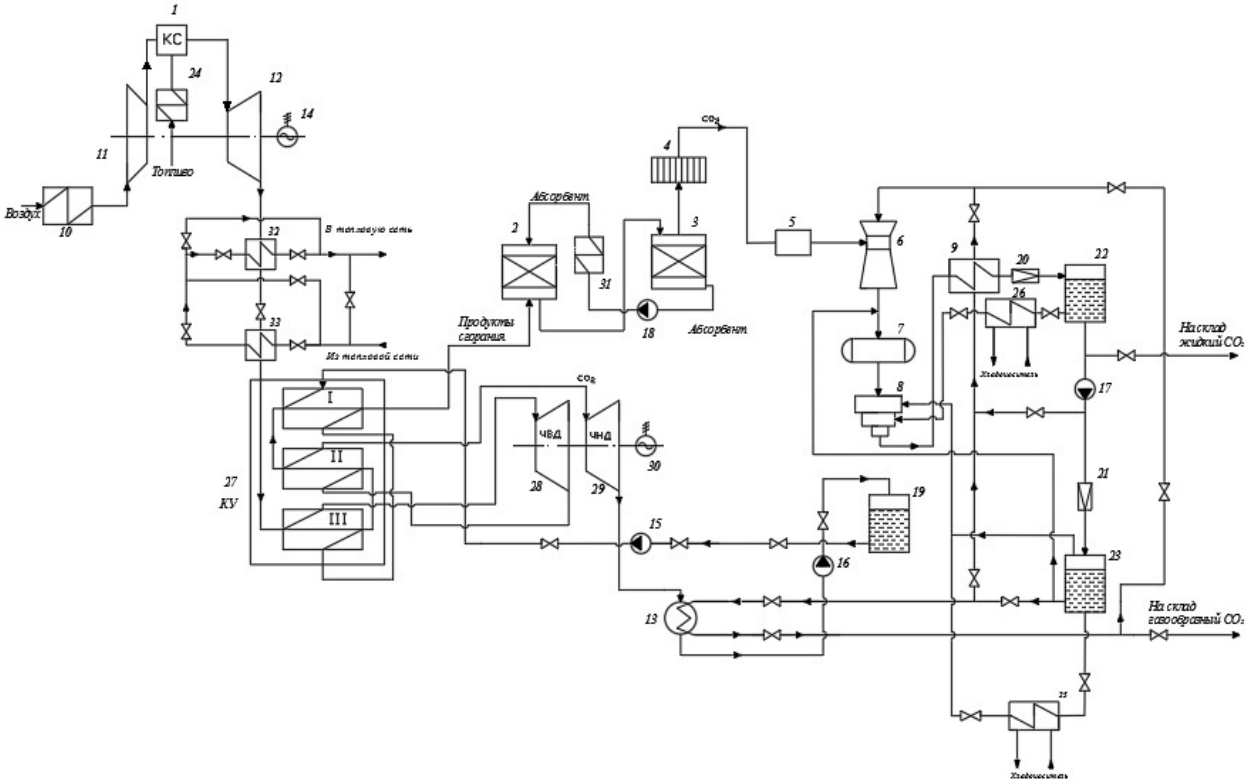


Рис. 3. Схема тригенерационной парогазовой турбодетандерной установки с котлом-утилизатором: 1 – камера сгорания; 2 – абсорбер; 3 – десорбер; 4 – брызгоотделитель; 5 – осушитель; 6 – инжектор; 7 – ресивер; 8 – компрессор; 9 – конденсатор; 10 – воздухоподогреватель; 11 – турбокомпрессор; 12 – газовая турбина; 13 – конденсатор-испаритель; 14, 30 – электрогенератор; 15, 16, 17,18 – насос; 19 – сборник; 20, 21 – регулирующий вентиль; 22 – сепаратор 1; 23 – сепаратор 2; 24, 31, 32, 33 – теплообменник; 25, 26 – испаритель; 27 – котёл-утилизатор; 28, 29 – ЧВД и ЧНД турбины

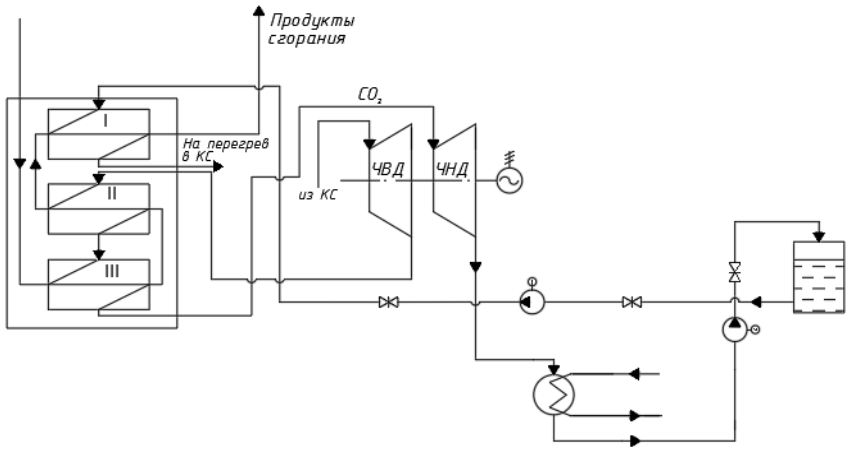


Рис. 4. Схема двукратного перегрева CO_2 в камере сгорания ГТУ и котле-утилизаторе

На рис. 5 показаны циклы описанной установки. Циклы состоят из следующих процессов: 12–13 – повышение давления жидкого CO_2 в насосе 16; 13–13^1 – нагрев жидкого CO_2 до температуры кипения в испарителе I; 13^1–13^2 – изобарно-изотермический процесс кипения CO_2 в испарителе I; 13^2–14 – перегрев газообразного CO_2 в пароперегревателе III котла утилизатора 27; 14–15 – адиабатное расширение газообразного CO_2 в ЧВД 28; 15–16 – второй перегрев газообразного CO_2 в ступени II котла утилизатора 27; 16–17 – адиабатное расширение газообразного CO_2 в ЧНД 29; 17–12 – изобарно-изотермический процесс конденсации диоксида углерода в конденсаторе-испарителе 13. Для холодильного цикла аналогично рис. 2.

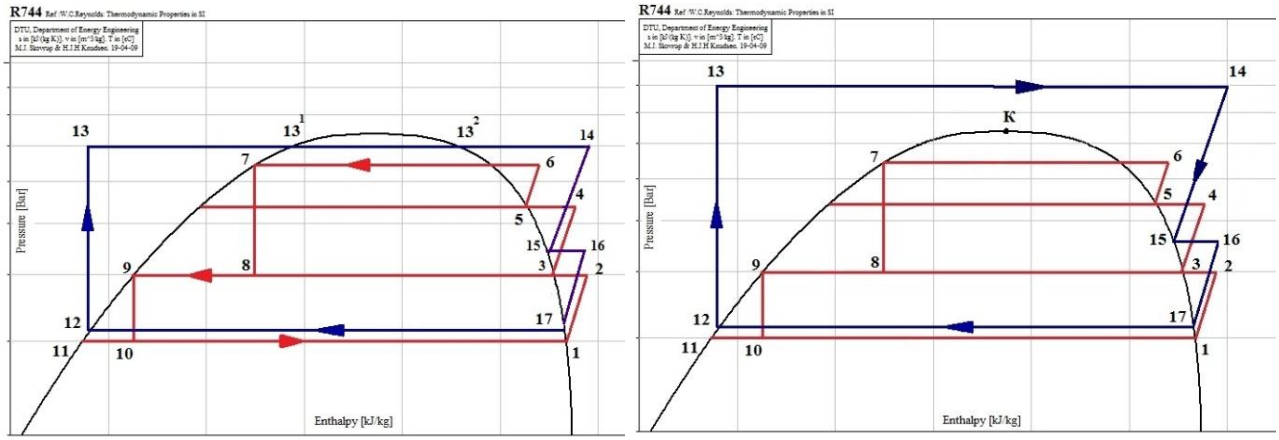


Рис. 5. Цикл турбодетандерной тригенерационной установки на диоксиде углерода с двукратным перегревом в котле-утилизаторе на до- и сверхкритических параметрах рабочего тела

Предложенные технологические схемы тригенерационных установок с циклом на основе диоксида углерода и производством жидкой и газообразной углекислоты являются одним из решений перспективного направления комбинированного производства энергии и экономии энергоресурсов. Применение тригенерационных установок позволит обеспечить централизованное хладоснабжение наряду с теплом и электроэнергией конкретное промышленное предприятие и т. д., что является одним из перспективных решений в области энергетики и грамотном природопользовании.

Использование CO_2 в турбодетандерных установках актуально и, изучив возможность работы теплоутилизационных установок на CO_2, можно сделать вывод, что представленные тригенерационные установки на базе турбодетандера обладают хорошим потенциалом в области снижения расхода предприятий на топливо и электроэнергию, а также снижения теплового загрязнения атмосферы.

Литература

1. Клименко А. В., Агабабов В. С., Борисова П. Н. Возможность применения холода и дополнительной электроэнергии на тепловой электростанции // Теплоэнергетика. 2017. № 6. С. 30–37.

2. Преимущества CO_2 в холодильной технике / По материалам JARN // Холодильная техника. 2016. № 3. С. 25.

3. Бродянский, В. М. Эксергетический метод термодинамического анализа. М.: Энергия, 1973. – 295 с.

4. Агабабов В. С. О применении детандер-генераторных агрегатов в газовой промышленности // Энергосбережение и энергосберегающие технологии в энергетике газовой промышленности: сб. материалов НТС ОАО «Газпром». М., 2001. Т. 2. С. 50–53.

5. Агабабов В. С. Бестопливные установки для производства электроэнергии, теплоты и холода на базе детандер-генераторных агрегатов // Новости теплоснабжения. 2009. № 1. С. 48–50.

6. Кудинов А. А., Хусаинов К. Р. Двукратный промежуточный перегрев водяного пара в зоне высоких температур и в хвостовой части трехконтурного котла утилизатора // Промышленная энергетика. 2018. № 2. С. 21–28.

УДК 658.261:621.56

ТУРБОДЕТАНДЕРНЫЕ УСТАНОВКИ НА НИЗКОКИПЯЩИХ РАБОЧИХ ТЕЛАХ

А. В. Овсянник, В. П. Ключинский

Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого, г. Гомель, Республика Беларусь

Согласно закону «Об энергосбережении» одной из приоритетных задач Республики Беларусь является эффективное и рациональное использование топливно-энергетических ресурсов. Повышение термодинамической эффективности генерации энергии различных видов необходимо рассматривать как один из возможных путей решения этой задачи [1].

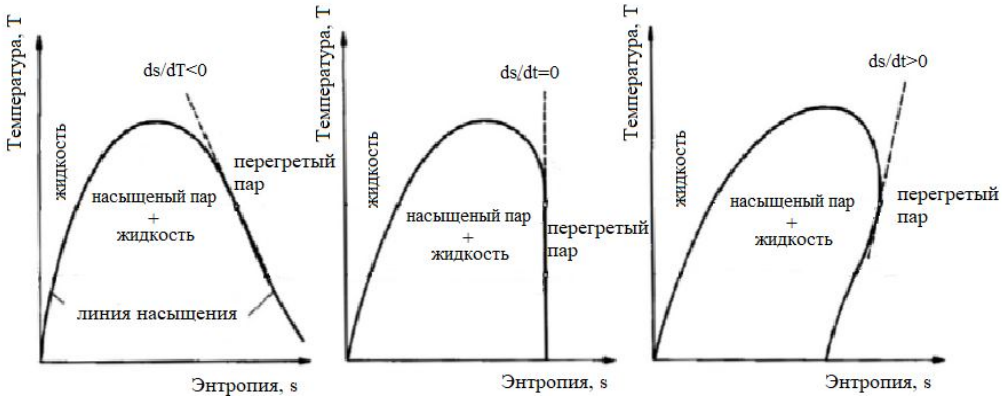
Для утилизации тепловых вторичных энергетических ресурсов, которые в больших количествах присутствуют на промышленных предприятиях можно использовать тригенерационные турбодетандерные установки на низкокипящих рабочих телах [2]. Одним из основных циклов данной установки является турбодетандерный (ТД) цикл. В качестве рабочего тела в данном цикле используются низкокипящие рабочие тела.

В зависимости от наклона линии насыщенного пара на T-s диаграмме низкокипящие рабочие тела (НКРТ) можно разделить на «сухие», «влажные» и «изоэнтропные» рис. 1 [3].

Большие исследования в области повышения эффективности циклов проводились для паровых турбин, где в качестве рабочего тела используется водяной пар. Основными путями повышения эффективности паровых циклов являются: повышение параметров пара перед турбиной и использование промежуточного перегрева с целью предотвращения недопустимой конечной влажности пара [4].

Известно, что T-s диаграмма воды имеет линию насыщения, схожую с «влажными» низкокипящими рабочими телами. Однако большое количество низкокипящих рабочих тел имеют «сухую» либо «изоэнтропную» линию насыщенного пара на T-s диаграмме. Таким

образом, возникает необходимость исследовать возможность повышения эффективности турбодетандерного цикла на низкокипящих рабочих телах при помощи методов, применяемых для паровых турбин.



а *б* *в*

Рис. 1. T-s диаграммы веществ: *а* – «влажного», *б* – «изоэнтропного», *с* – «сухого»

Для исследования приняты четыре схемы (рис. 2): а) трубодетандерный цикл без перегрева низкокипящего рабочего тела; б) турбодетандерный цикл с однократным перегревом низкокипящего рабочего тела; в) турбодетандерный цикл с двукратным перегревом низкокипящего рабочего тела; г) турбодетандерный цикл с двукратным перегревом на сверхкретических параметрах низкокипящего рабочего тела.

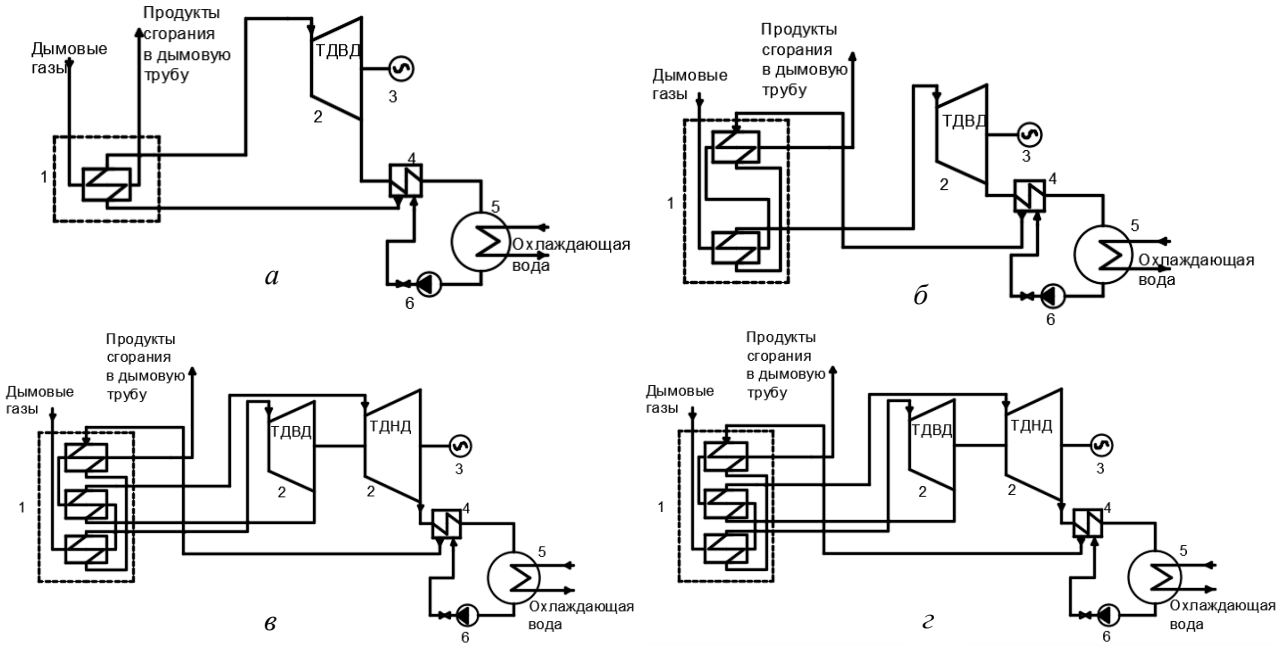


Рис. 2. Исследуемые схемы турбодетандерного цикла: 1 – котел утилизатор (КУ); 2 – турбодетандер высокого (ТВД) и низкого (ТНД) давления; 3 – генератор; 4 – теплообменник; 5 – конденсатор; 6 – насос

В качестве низкокипящего рабочего тела был принят фреон R123, имеющий «сухую» характеристику линии насыщения. Исходные данные, принятые в расчетах, представлены в таблице.

Эффективность исследуемых схем оценивалась по эксергетическому КПД. Результаты расчетов представлены в виде диаграмм Грассмана–Шаргута на рис. 3–6.

Исходные данные

Показатель	ТД цикл без перегрева НКРТ	ТД цикл с однократным перегревом НКРТ	ТД цикл с двукратным перегревом НКРТ	ТД цикл с двукратным перегревом на сверхкретических параметрах НКРТ
Температура дымовых газов на входе в КУ, ^{o}C	300	300	300	300
Давление НКРТ перед ТДВД, МПа	2	2	2	4,2
Температура НКРТ перед ТДВД, МПа	147,25	200	200	200
Давление НКРТ перед ТДНД, МПа	-	-	0,42	0,86
Температура НКРТ перед ТДНД, ^{o}C	-	-	200	200
Температура НКРТ в конденсаторе, ^{o}C	25	25	25	25

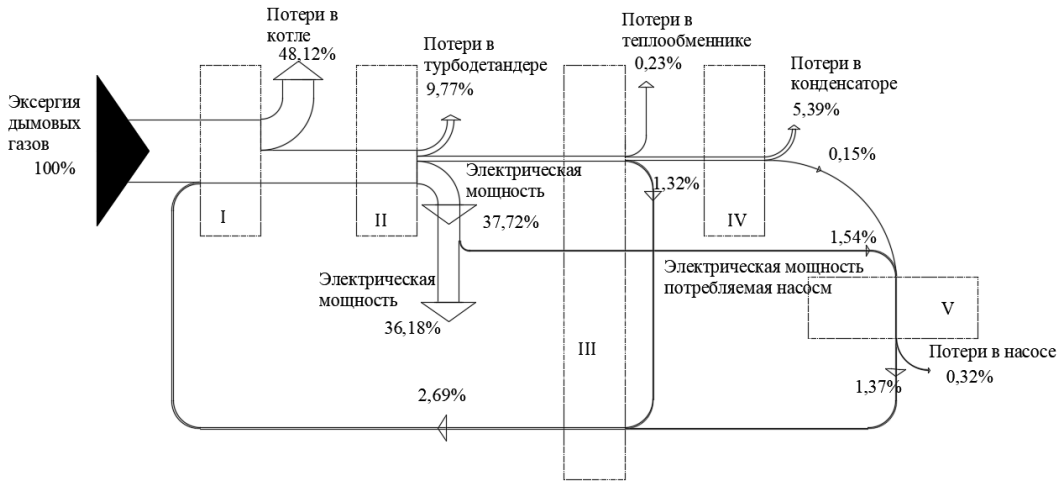


Рис. 3 Диаграммы Грассмана для турбодетандерного цикла без перегрева низкокипящего рабочего тела: I – котел утилизатор; II – турбодетандер; III – теплообменник; IV – конденсатор; V – насос

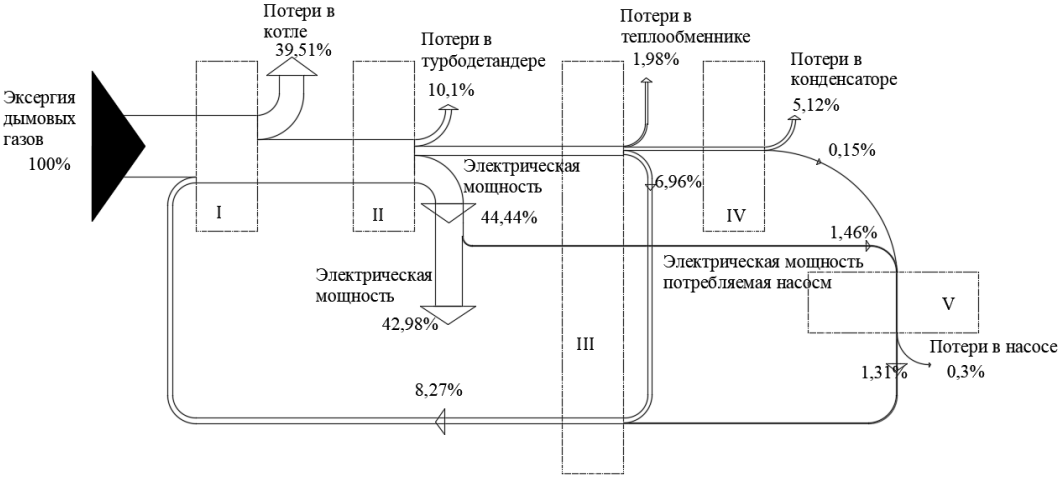


Рис. 4. Диаграммы Грассмана для турбодетандерного цикла с однократным перегревом низкокипящего рабочего тела: I – котел утилизатор; II – турбодетандер; III – теплообменник; IV – конденсатор; V – насос

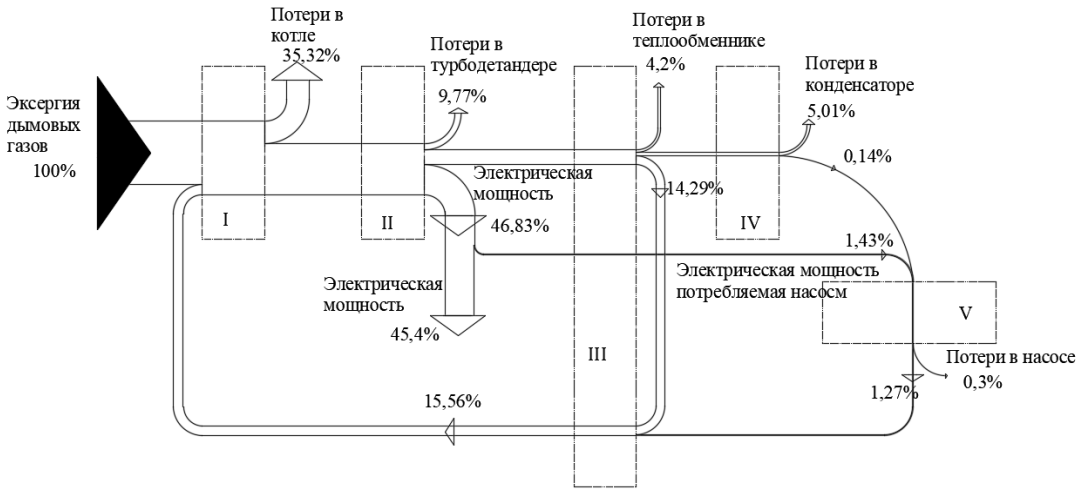


Рис. 5. Диаграммы Грассмана для турбодетандерного цикла с двукратным перегревом низкокипящего рабочего тела: I – котел утилизатор; II – турбодетандер; III – теплообменник; IV – конденсатор; V – насос

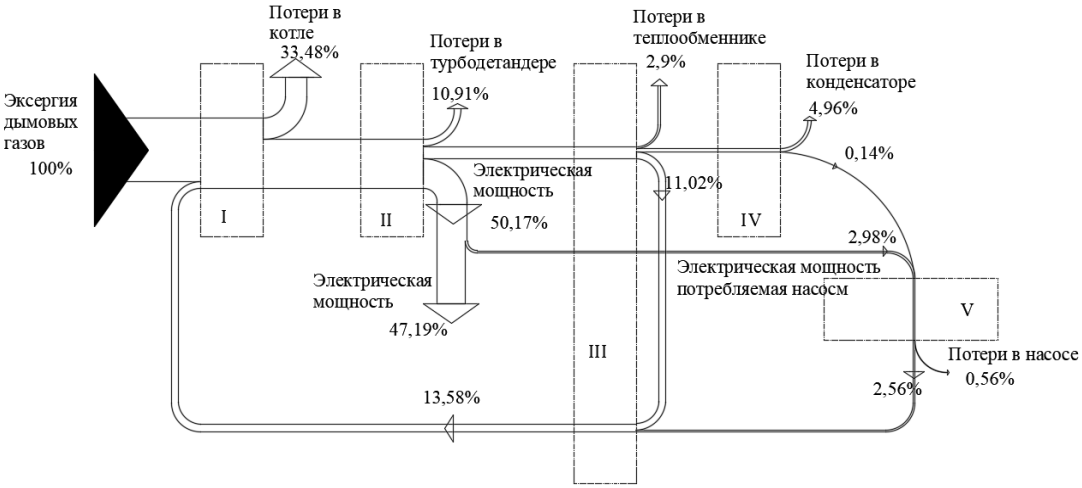


Рис. 6. Диаграммы Грассмана для турбодетандерного цикла с двукратным перегревом на сверхкритических параметрах низкокипящего рабочего тела: I – котел утилизатор; II – турбодетандер; III – теплообменник; IV – конденсатор; V – насос

Как видно из диаграмм (рис. 3–5), однократный перегрев рабочего тела и вторичный перегрев низкокипящего рабочего тела в конечном итоге приводят к увеличению эксергетического КПД (с 36,18 до 42,98%) и (с 42,98 до 45,4%) соответственно. Это связано, в первую очередь, со снижением потери эксергии в котле утилизаторе I и увеличением эксергии, превращаемой в электрическую энергию в турбодетандере II. Так же можно обратить внимание, что увеличение параметров рабочего тела приводит и к увеличению регенерации эксергии в теплообменнике III.

Повышение давления перед турбодетандером (работа на сверхкритических параметрах низкокипящего рабочего тела) дает также положительный эффект в эксергетическом КПД турбодетандерного цикла (рис. 6). Несмотря на некоторое увеличение эксергии, затрачиваемой на привод насоса V, основные факторы, приводящие к увеличению эксергетического КПД (с 45,4 до 47,19%), аналогичны предыдущим. Повышение давления перед турбодетандером, в отличие от случаев, рассмотренных выше, приводит к снижению количества эксергии, передаваемой конденсату низкокипящего рабочего тела в теплообменнике III.

Таким образом, повышение параметров низкокипящего рабочего тела, а также использование промежуточного перегрева приводят к повышению эффективности турбодетандер-

ного цикла. Основными факторами, приводящими в конечном итоге к повышению эффективности исследуемых схем, являются снижение потери эксергии в котле утилизаторе и увеличение эксергии, превращаемой в электрическую энергию в турбодетандере.

Литература

1. Клименко А. В., Агабабов В. С, Ильина И. П. и др. Схемы тригенерационных установок для централизованного энергоснабжения // Теплоэнергетика. 2016. № 6. С. 36–43.

2. Овсянник А. В. Тригенерация энергии в турбодетандерных установках на диоксиде углерода // Современные проблемы машиноведения (22–23 ноября 2018 г.): матер. XII междунар. науч.-техн. конф. / Под общ. ред. А. А. Бойко. Гомель: ГГТУ им. П. О. Сухого, 2018. С. 237–239.

3. Velez F., Segovia J. J., Martin M. C., Antolin G., Chejne F., Quijano A. A Technical, economical and market review of organic Rankine cycles for the conversion of low-grade heat for power generation // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2012. Vol. 16, No. 6. P. 4175–4189.

4. Трухний А. Д. Стационарные паровые турбины. М.: Энергоатомиздат, 1990. – 640 с.

УДК 62-714

ПРОЕКТИРОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ УТИЛИЗАТОРА ТЕПЛОТЫ С ТЕПЛОВЫМИ ТРУБАМИ В СИСТЕМАХ ВЕНТИЛЯЦИИ И КОНДИЦИОНИРОВАНИЯ ВОЗДУХА

А. В. Петров[1], А. С. Ионов[1], И. В. Романов[1], Ю. В. Килиба[1], А. В. Тимофеев[1,2]

[1]АО «ОКБ-Планета», г. Великий Новгород, Россия
[2]Санкт-Петербургский государственный архитектурно-строительный университет, г. Санкт-Петербург, Россия

В связи со сравнительно высокими затратами тепловой энергии на подогрев приточного вентиляционного воздуха вопрос утилизации имеет весьма существенное значение. Для повышения степени регенерации теплоты в утилизационных системах требуется высокоэффективное теплообменное оборудование, к которому в частности относятся теплообменники на тепловых трубках и термосифонах, поскольку они обладают возможностью придания теплообменной аппаратуре заданных размеров; не имеют подвижных частей; имеют достаточную толщину стенки, что дает им возможность гарантированно разделить потоки теплоносителей и предотвратить загрязнение чистого воздуха, микроорганизмами или запахами, имеющимися в отработанном воздухе; не требуют дополнительных затрат на перекачку промежуточного теплоносителя; бесшумны и обладают свойством обратимости [1].

Теплообменники с тепловыми трубами находят широкое применение в системах вентиляции и кондиционирования воздуха гражданских и промышленных зданий, а также применяются для создания нормальных условий работы радиоэлектронной аппаратуры и защиты их от внешних неблагоприятно воздействующих факторов.

Высокая эффективность теплообменных аппаратов с тепловыми трубами различных конструкций, предназначенных для передачи теплоты от воздуха к теплообменным поверхностям и наоборот, может быть достигнута путем рационального использования удельных

массогабаритных характеристик, низким уровнем аэродинамических потерь в трактах при заданном тепловом потоке, а также качественным контактом тепловых труб с пластинами.

Основными проблемами при конструировании и эксплуатации теплообменников с тепловыми трубками являются: загрязнение теплообменных поверхностей при эксплуатации, выбор материалов тепловых труб и соответствующих им теплоносителей, коррозия и эрозия, возникающая за счет внешних воздействующих факторов, вызываемая потоками газа или жидкости вибрация, возможности ремонта и очистки теплообменных поверхностей.

Исследование модели теплообменника осуществлялось путем проведения численного моделирования в системе конечно-элементного анализа с последующим изготовлением и проведением испытаний. В результате было выявлено, что полученная модель теплообменника обладает высокой степенью надёжности и эффективности, простотой конструкции, низкой стоимостью производства единицы теплообменной поверхности и малой металлоёмкостью.

Литература

1. Васильев Л. Л. Теплообменники на тепловых трубах. Минск: Наука и техника, 1981. – 143 с.

2. Лаптев А. Г., Николаев Н. А., Башаров М. М. Методы интенсификации и моделирования тепломассообменных процессов. М.: Теплотехник, 2011. – 288 с.

3. Матвеев А. Г. Разработка и исследование высокоэффективных вентиляторов-рекуператоров для децентрализованной установки в жилых помещениях // Градостроительство и архитектура. 2017. Т. 7, № 4. С. 32–37.

УДК 536.24:533.6.011

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ТЕПЛООБМЕНА И АЭРОДИНАМИКИ ПЛОСКООВАЛЬНЫХ ТРУБ С НЕПОЛНЫМ ОРЕБРЕНИЕМ

Е. Н. Письменный, А. В. Семеняко

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт имени Игоря Сикорского», г. Киев, Украина

Задача повышения эффективности энергетического оборудования в значительной мере связана с совершенствованием теплообменных устройств. Важным шагом в этом направлении является создание, совершенствование и внедрение новых интенсифицированных поверхностей нагрева из поперечно-омываемых ребристых труб.

Многолетний опыт сотрудников КПИ им. Игоря Сикорского в области исследования теплообмена, закономерностей течения и аэродинамики поперечно-оребренных труб позволил разработать новые теплообменные поверхности в виде плоскоовальных труб с неполным поперечным оребрением [1] (рис. 1, *а*). В работах [2–4] показано, что по интенсивности конвективного теплообмена такие трубы сопоставимы с ребристыми круглыми и овальными трубами, при этом их удельная поверхность значительно выше, а аэродинамическое сопротивление существенно ниже аналогов.

Основная цель данной работы состоит в обосновании причин высокой интенсивности конвективного теплообмена плоскоовальных труб с неполным оребрением при низком их аэродинамическом сопротивлении, основанном на исследовании локальных характеристик переноса.

Приведенные результаты получены для значения $Re = 5 \cdot 10^4$, определенного по скорости воздуха в узком сечении и температуре набегающего потока.

При проведении исследований локальных характеристик теплообмена и течения на поверхности плоскоовальных труб с поперечным оребрением был применен комплексный подход к моделированию процессов переноса. Такой подход предусматривает проведение как физического, так и CFD-моделирования процессов течения и теплообмена.

При выполнении экспериментальных исследований использовалась медная модель плоскоовальной трубы с неполным поперечным оребрением, выполненная в масштабе 2,5:1 относительно натурных труб (рис. 1, *б*). Необходимость использования масштабной медной модели обусловлена выбранными методиками исследований и размерами средств измерения тепловых и гидродинамических характеристик в каналах, образованных поперечными ребрами и стенкой несущей трубы.

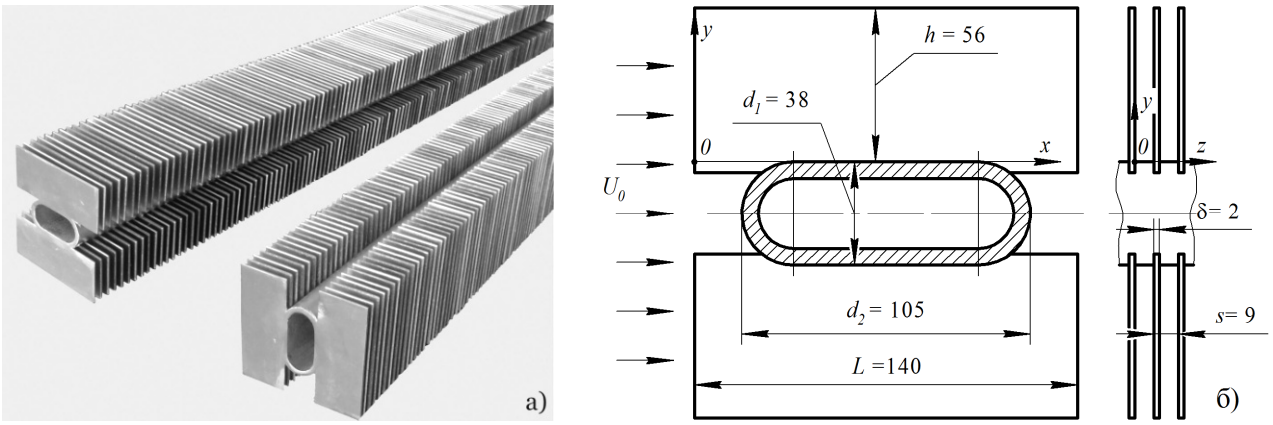


Рис. 1. Общий вид (*а*) и геометрия модели (б) плоскоовальной трубы (размеры в миллиметрах)

Экспериментальная часть исследований была выполнена на установке, которая представляет собой аэродинамическую трубу разомкнутого типа с прямоугольным сечением рабочего участка $A \times B = 70 \times 170$ мм^2 и длиной прямого канала 5060 мм.

Визуализация течения (рис. 2) осуществлялась с помощью нанесенной до проведения эксперимента на поверхность ребра сажекеросиновой взвеси с последующим размещением модели в канале аэродинамической трубы. В результате области отрыва циркуляционного движения, а также движения потока с малой скоростью проявлялись в виде темных пятен и полос, а участки поверхности, омываемые с большей интенсивностью, имели более светлую окраску.

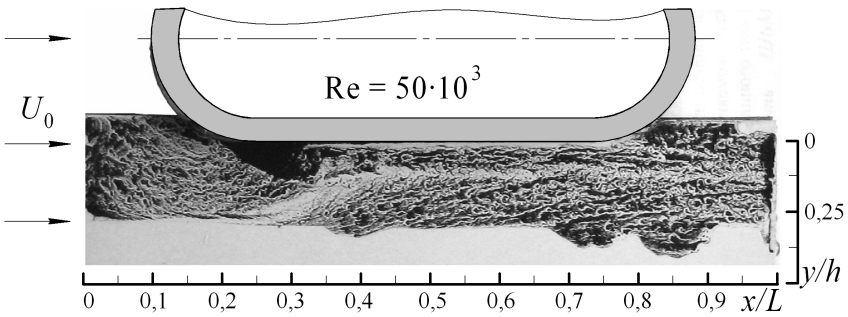


Рис. 2. Визуализация течения на поверхности ребра

При проведении термоанемометрических исследований для измерения локальных осредненных во времени скоростей потока u и пульсаций скорости $\sqrt{\overline{u'^2}}$ (рис. 3) использовался комплект термоанемометрического оборудования фирмы DISA-Electronics (Дания) типа 55M [5] совместно с однониточным датчиком 55P11 DISA [6].

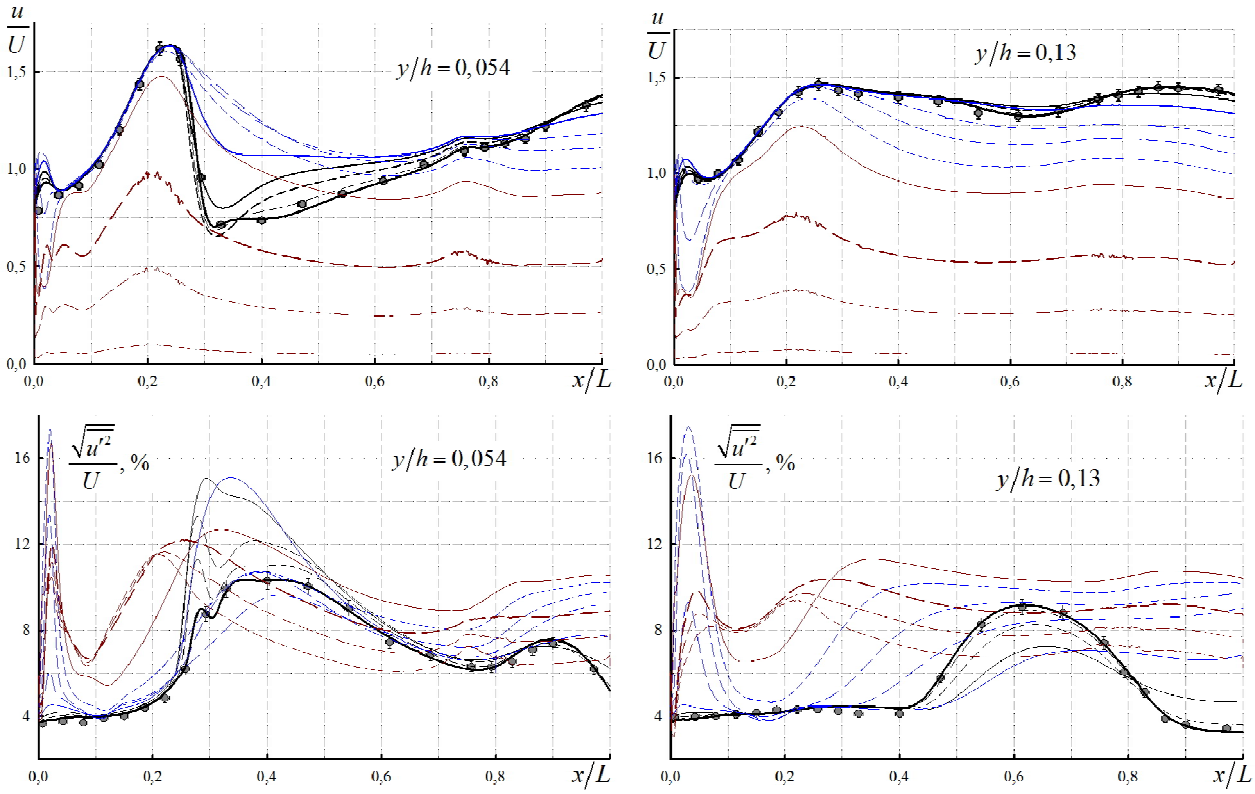


Рис. 3. Распределение скорости и продольной компоненты пульсации в прикорневой части межреберного канала (точки – эксперимент; линии – результаты численного моделирования)

Численное моделирование выполнялось путем полного моделирования теплообмена и гидродинамики части ребристой плоскоовальной трубы, ограниченной продольными плоскостями симметрии с заданием соответствующих эксперименту условий однозначности. При численном моделировании использовался стандартный пакет Fluent с использованием *sst-k*ω модели турбулентности Ментера [7].

Как видно из рис. 2, 3, в прикорневой области ребра происходит образование сложных трехмерных вихревых структур, сопровождающееся значительными градиентами и уровнями скоростей и существенным повышением (свыше 3,5 раз) уровня турбулентных пульсаций скорости.

Для измерения локальных тепловых потоков на поверхности ребра плоскоовальной трубы устанавливались преобразователи (датчики) теплового потока конструкции ИТТФ НАНУ [8]. В соответствующих местах под датчиками были установлены спаи медь-константановых термопар, служащих для определения температуры поверхности ребра.

Приведенные на рис. 4 результаты экспериментального и численного исследования локального теплообмена на поверхности ребра показывают удовлетворительное совпадение. Кроме того, в отмеченных выше областях высоких градиентов скоростей и пульсаций наблюдаются высокие уровни интенсивности теплообмена.

Результаты (рис. 5) свидетельствуют о наличии областей, в которых интенсивность теплообмена до пяти раз превышает среднюю, а в периферийных и прикорневых частях ребер $\alpha/\overline{\alpha}$ значительно отличаются между собой (до 2–3 раз в одном поперечном сечении).

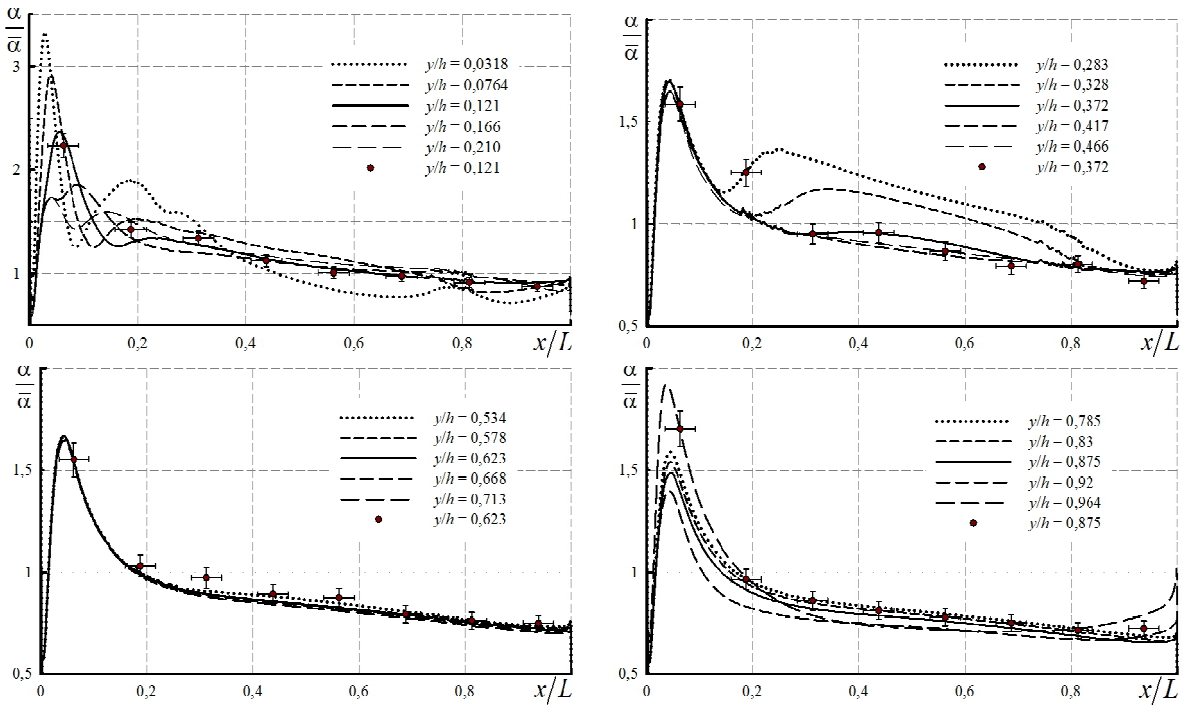


Рис. 4. Распределение локальной интенсивности теплообмена по поверхности ребра (точки – эксперимент; линии – результаты численного моделирования)

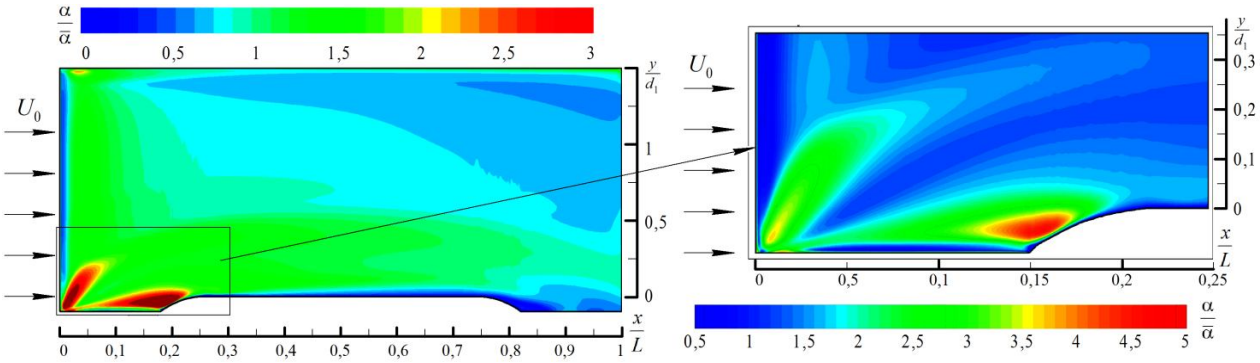


Рис. 5. Распределение интенсивности теплообмена по поверхности ребра (результаты численного моделирования)

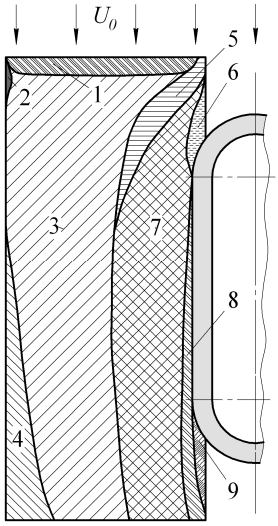


Рис. 6. Схема характерных областей на поверхности ребра

Основываясь на результатах проведенных исследований, картина течения и локального теплообмена на поверхности оребренной плоскоовальной трубы была обобщена в виде физической модели, схематично представленной на рис. 6. Согласно этой модели на поверхности ребра имеют место, по меньшей мере, девять характерных по условиям течения и интенсивности теплообмена областей: 1 – зона отрыва потока от острой входной кромки с последующим его присоединением с наличием отрицательного поперечного градиента давления и образованием сложного трехмерного вихревого жгута; 2 – зона отрыва потока с кромки ребра в результате взаимодействия вихревых структур области 1 с потоком в канале за пределами ребра и в межреберном пространстве; 3 – область безотрывного течения с вытеснением потока из межреберной полости вследствие нарастания толщины пограничного слоя; 4 – область затекания потока из незагроможденной части канала на поверх-

ность ребра вследствие положительного поперечного градиента давления; 5 – область интенсивных перекрестных (пересекающихся) вихревых структур с высокой интенсивностью теплообмена; 6 – область образования вихревого жгута вследствие взаимодействия отрывного потока с острой боковой кромки ребра с элементом подковообразного вихря, который генерируется в месте соединения ребра и криволинейной части трубы; 7 – область вторичных интенсивных рециркуляционных течений, в этой области вихревые жгуты, образованные в зонах 5 и 6 развиваются вниз по потоку; 8 – развитие пограничного слоя на прямолинейной части несущей трубы; 9 – отрывное течение в кормовой зоне несущей трубы.

Литература

1. Теплообмінна труба: пат. 25025 Україна: МПК F28F1/12. № 200702332; заявл. 03.03.2007; опубл. 25.07.2007. Бюл. № 11.

2. Pis'mennyi E. N. Study and application of heat-transfer surfaces assembled from partially finned flat-oval tubes // Applied Thermal Engineering. 2016. Vol. 106. P. 1075–1087.

3. Письменный Е. Н. Новые эффективные развитые поверхности теплообмена для решения задач энерго- и ресурсосбережения // Пром. теплотехника. 2007. Т. 29, № 5. С. 7–16.

4. Pis'mennyi E. N. Efficient heat-transfer surfaces assembled from partially finned flat-oval tubes // Thermal Engineering. 2011. Vol. 58, No. 4. P. 277–282.

5. DISA scientific research equipment: complete catalog. Denmark by Dyva Bogtryk-offset, 1972. – 51 c.

6. DISA: probe catalog. Denmark by Dyva Bogtryk-offset, 1982. – 23 c.

7. Menter F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 8. P. 1598–1605.

8. Преобразователь теплового потока. Модель ПТП-1Б.11.2.1.11.П.00.0.10.00.0. Паспорт № 16450. ВТ ІТТФ НАНУ. Київ: ІТТФ НАНУ, 2012.

УДК 532.517

О ВЛИЯНИИ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ НА НИЖНЕЙ КРЫШКЕ ТЕРМОСИФОНА НА ГИДРОДИНАМИКУ И ТЕПЛОПЕРЕНОС В ЖИДКОСТИ ЭТОГО СЛОЯ

К. О. Пономарев, Г. В. Кузнецов, Д. В. Феоктистов

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Одной из важных задач обеспечения теплового режима работы энергетического оборудования остается тепловая защита современных и перспективных технических систем [1]. Установлено, что во многих случаях в качестве теплопередающих устройств целесообразно применять системы на базе капельного или пленочного охлаждения [2], а также устройств, в которых реализуются процессы испарения и кипения в малых объемах (например, термосифоны [3]). Термосифоны (ТС) работают без внешних перекачивающих устройств, без шума и вибрации, просты и надежны в эксплуатации, при этом обладают высокой эффективной теплопроводностью (за счет скрытой теплоты парообразования эффективная теплопроводность таких устройств может быть больше теплопроводности сплошного медного стержня на два порядка [4]).

Термосифоны эффективны как при высоких [5], так и при относительно низких [6, 7] тепловых потоках. По результатам экспериментальных исследований [8, 9] установлено влияние ряда параметров (плотность теплового потока, степень заполнения, свойства теплоносителя и др.) на эффективность работы термосифонов при интенсивном испарении и кипении слоя жидкости на нижней крышке. Но пока недостаточно экспериментальных данных для прогностических оценок температурных и скоростных полей в слое жидкости на нижней крышке термосифона в условиях нагрева, характерных для электронного оборудования [6] и аккумуляторных батарей электромобилей [7], что сдерживает развитие фундаментальных основ процессов теплопереноса в таких устройствах. Опубликованных результатов экспериментальных исследований (например, [10]) процессов гидродинамики и теплопереноса в слое недогретой до температуры кипения жидкости пока недостаточно для разработки новых и совершенствования известных (например, [11]) моделей.

Целью работы являлось установление влияния толщины слоя теплоносителя, расположенного на нижней крышке термосифона в условиях нагрева, характерных для электронного оборудования и аккумуляторных батарей электромобилей, на скорости движения жидкости.

Обеспечение регламентных температур электронного оборудования или аккумуляторных батарей возможно при установке на их поверхность термосифона (или нескольких термосифонов). В таком случае теплота к теплоносителю передается не через боковые стенки ТС (как в термосваях Лонга [12] или в теплоутилизационных установках [13]), а через нижнюю крышку. В таких условиях в жидкости возникает термогравитационная конвекция (рис. 1) с ячейками Рэлея–Бенара. Вертикальные составляющие скоростей движения жидкости в конвективных течениях (рис. 1) экспериментально определены на установке, принципиальная схема которой показана на рис. 2. Рабочим участком являлась стеклянная кювета 1, заполненная водой, нагрев которой осуществлялся с помощью нагревательного элемента 2. Система визуализации включала источник плоскопараллельного света 3 и высокоскоростную видеокамеру 4 с полосовым фильтром 5.

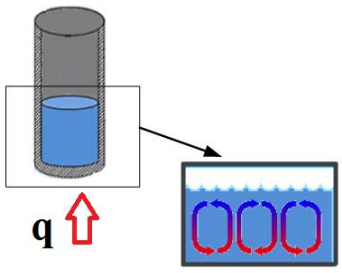


Рис. 1. Конвективные ячейки в слое жидкости на нижней крышке термосифона

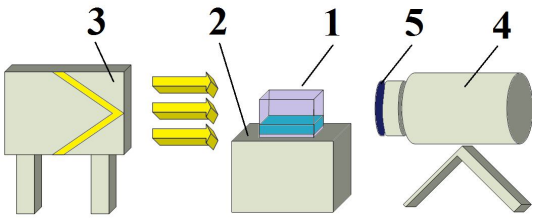


Рис. 2. Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – кювета с жидкостью; 2 – нагревательный элемент; 3 – источник света; 4 – скоростная видеокамера; 5 – светофильтр

Для регистрации движения жидкости в нее вводились трассеры – частицы оксида железа III (Fe_2O_3), которые не вступают в химические реакции с теплоносителями при температурах ниже температуры кипения [14]. Размеры трассеров не выходили за пределы диапазона δ = 10–100 нм, их объемная концентрация в жидкости не превышала 2%. Трассеры таких размеров незначительно влияют на процесс термогравитационной конвекции и допустимы в экспериментах по определению скорости движения жидкости [15]. После добавления частиц в дистиллированную воду жидкость интенсивно перемешивалась в течении 10 мин с помощью высокоскоростной бормашины (Proxxon S.A., L-6868 Wecker) с фрезовой насадкой (NO 28 725) при 15 000 об/с. После перемешивания жидкость выдерживалась в течении 1 ч для стабилизации структуры. Далее осуществлялся нагрев нижней крышки кюветы. В квазистационарном режиме, который наступал примерно через 30 мин при q = 1,3 кВт/м^2 и 80 мин при q = 0.04 кВт/м^2 проводилась регистрация скоростей движения жидкости.

По результатам экспериментальных исследований (рис. 3) установлено, что с ростом толщины слоя теплоносителя от 3.2 до 7.4 мм в диапазоне тепловых потоков от 0,04 до 1,3 кВт/м^2 скорость термогравитационной конвекции увеличилась от 0,015 до 0,7 мм/с. При толщинах слоя 3,2 и 5,3 мм скорость движения жидкости не превышала 0,3 мм/с. При толщине слоя h = 7.4 мм увеличение теплового потока к нижней крышке от 0,04 до 1,3 кВт/м^2 привело к интенсивному росту скорости термогравитационной конвекции. Это связано с тем, что в силы инерции отдельных молей жидкости в этом случае существенно превышают силы сопротивления слоя теплоносителя. Эти моли жидкости за счет термогравитационной конвекции успевали развить скорость в 2-3 раза больше по сравнению с меньшими толщинами слоя (h = 3.2–5.3 мм) до момента достижения поверхности раздела фаз.

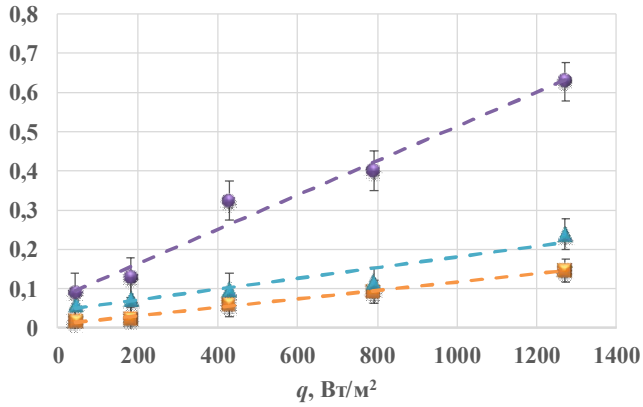


Рис. 3. Зависимости средних по толщине слоя скоростей движения жидкости от плотности теплового потока. Толщина слоя теплоносителя: ■ – h = 3.2 мм; ▲ – 5.3; ● – 7.4

Результаты (рис. 3), иллюстрирующие влияние толщины слоя теплоносителя на скорости движения жидкости, позволили сформулировать гипотезу о том, что при относительно больших толщинах слоя жидкости (h = 7,4 мм) на нижней крышке термосифона в условиях нагрева, характерных для электронного оборудования и аккумуляторных батарей электромобилей (q = 0,04–1,3 кВт/м^2), теплота в основном переносится вместе с движущейся массой жидкости. При малых толщинах (h = 3,2–5,3 мм) теплота в слое жидкости преимущественно передается вследствие молекулярных соударений.

Таким образом, анализ экспериментальных результатов показал, что с ростом теплового потока от 0,04 до 1,3 кВт/м^2 при толщинах слоя жидкости от 3,2 до 7,4 мм скорость термогравитационной конвекции может увеличится почти в 5 раз.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект 19-38-90137).

Литература

1. Jafari D., Di Marco P., Filippeschi S., and Franco A. An experimental investigation on the evaporation and condensation heat transfer of two-phase closed thermosyphons // Experimental thermal and fluid science. 2017. Vol. 88. P. 111–123.

2. Liu N., Zhan T. J., Zhang Y. W., Yin X. M., and Zhang L. X. Experimental investigation of comprehensive effects of surfactant and inclined mode on spray cooling heat transfer // Int. J. of Thermal Sciences. 2019. Vol. 136. P. 457–466.

3. Kabov O. A., Chinnov E. A. Vapor-gas mixture condensation in a two-chamber vertical thermosyphon // J. of Enhanced Heat Transfer. 2002. Vol. 9, No. 2. P. 57–67.

4. Noie S. H., Heris S. Z., Kahani M., and Nowee S. M. Heat transfer enhancement using Al2O3/water nanofluid in a two-phase closed thermosyphon // Int. J. of Heat and Fluid Flow. 2009. Vol. 30, No. 4. P. 700–705.

5. Palm B., Khodabandeh R. Choosing working fluid for two-phase thermosyphon systems for cooling of electronics // J. Electron. Packag. 2003. Vol. 125, No. 2. P. 276–281.

6. Durgam S., Venkateshan S. P. and Sundararajan T. Experimental and numerical investigations on optimal distribution of heat source array under natural and forced convection in a horizontal channel // Int. J. of Thermal Sciences. 2017. Vol. 115. P. 125–138.

7. Deng T., Ran Y., Yin Y., Chen X. and Liu P. Multi-objective optimization design of double-layered reverting cooling plate for lithium-ion batteries // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 143. P. 118580.

8. Jafari D., Filippeschi S., Franco A. and Di Marco P. Unsteady experimental and numerical analysis of a two-phase closed thermosyphon at different filling ratios // Experimental Thermal and Fluid Science. 2017. Vol. 81. P. 164–174.

9. Swart R., Dobson R. T. Thermal-hydraulic simulation and evaluation of a natural circulation thermosyphon loop for a reactor cavity cooling system of a high-temperature reactor // Nuclear Engineering and Technology. 2019. P. 1–10.

10. Lei C., Patterson J. C. Natural convection in a reservoir sidearm subject to solar radiation: experimental observations // Experiments in Fluids. 2002. Vol. 32, No. 5. P. 590–599.

11. Nurpeiis A. E., Mamontov G. Y. and Valieva L. Numerical analyses of the effect of a biphasic thermosyphon vapor channel sizes on the heat transfer intensity when heat removing from a power transformer of combined heat and power station // MATEC Web of Conferences. 2017. Vol. 92. P. 1058.

12. Горелик Я. Б., Селезнев А. А. Об эффективности оребрения вертикальных двухфазных естественно-конвективных охлаждающих устройств для строительства на мерзлых грунтах // Криосфера Земли. 2016. Т. 20, № 2. С. 78–89.

13. Мунц В. А., Папченков А. И., Павлюк Е. Ю., Даминов, Д. Р. Переходные процессы в термосифонах // Вестн. Южно-Уральского гос. ун-та. Серия: Энергетика. 2017. Т. 17, № 4. С. 5–13.

14. Rosmaninho M. G., Moura F. C. C., Souza L. R. et al. Investigation of iron oxide reduction by ethanol as a potential route to produce hydrogen // Applied Catalysis B: Environmental. 2012. Vol. 115. P. 45–52.

15. Sajid M. U., Ali H. M. Recent advances in application of nanofluids in heat transfer devices: a critical review // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2019. Т. 103. P. 556–592.

УДК 629.73

КИПЕНИЕ ГЕЛИЯ-II НА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ НАГРЕВАТЕЛЯХ: ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ С ТОРЦЕВОЙ И БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Ю. Ю. Пузина, А. П. Крюков, П. В. Королев. И. А. Ячевский

Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Москва, Россия

На протяжении нескольких десятков лет на кафедре низких температур НИУ МЭИ коллективами авторов проводятся экспериментальные исследования процессов тепломассопереноса при кипении гелия-II (сверхтекучего гелия). Эти эксперименты проводились в условиях свободного объема на тонких проволоках [1, 2] и впоследствии на шаровых нагревателях [3]. Как в первом, так и во втором случаях наблюдалась гладкая устойчивая стационарная паровая пленка на поверхности нагревателя.

Исследование кипения сверхтекучего гелия на цилиндрическом нагревателе, расположенном внутри пористого тела, показало отличия в характере процессов тепломассопереноса, что привело к появлению разомкнутой паровой пленки, а пар скапливался в верхней части пространства экспериментальной ячейки [4]. Таким образом, формировалась картина близкая к кипению обычных жидкостей, в отличие от результатов расчетов [5]. В этой связи актуальной стала проблема изучения кипения сверхтекучего гелия на цилиндрическом нагревателе и в свободном объеме при осуществлении визуализации с торца.

Конструкция нагревателя. Описание экспериментальной установки и методики проведения эксперимента подробно приведены в [4, 6]. Нагревательный элемент представляет собой тонкостенную ($\delta < 0.5$ мм) медную трубку наружным диаметром 4 мм и длиной 30 мм (рис. 1). Внутрь трубки *1* вставлен керамический стержень *3* диаметром 2,8 мм с намотанной на него изолированной тонкой (диаметром 50 мкм) нихромовой проволокой *5* длиной около метра. Проволоку ограничивает термоусадочный уплотнительный материал *2*, который, с одной стороны, обеспечивает плотность укладки витков нагревательного элемента, с другой – устойчивый контакт с внешней трубкой. Тем самым обеспечивается равномерность распределения теплового потока вдоль поверхности. С торцов конструкция изолируется эпоксидной смолой *4*.

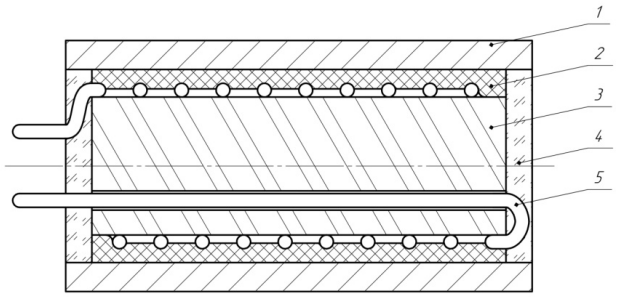


Рис. 1. Конструкция нагревателя: 1 – медная трубка; 2 – уплотнительная трубка; 3 – керамический стержень; 4 – торцевая заглушка; 5 – проволока

Результаты эксперимента. Визуализация пленочного кипения гелия II осуществляется с торца цилиндрического нагревателя, погруженного на определенную глубину h в сверхтекучий гелий. При подаче тепловой нагрузки q_w на поверхности нагревателя формируется паровая пленка конечной толщины (рис. 2). В различных сериях эксперимента тепловая нагрузка нагревателя варьировалась в пределах $q_w = (1{,}2–3{,}2)\cdot 10^4$ Вт/м^2, глубина погружения менялась в пределах $h = (20–100)$ мм. В дальнейшем в течение десятков секунд паровая пленка увеличивается в размерах, сохраняя очертания коаксиальные нагревателю. Это вызвано, с одной стороны, увеличением давления в криостате (1,2–4,6) кПа, обусловленным испарением, а с другой – соответствующим незначительным уменьшением уровня жидкости. При этом процессы тепломассопереноса в паровой пленке и в окружающей жидкости можно рассматривать как квазистационарные, поскольку изменения макропараметров происходят существенно медленнее, чем установление нового стационарного состояния внутри паровой пленки.

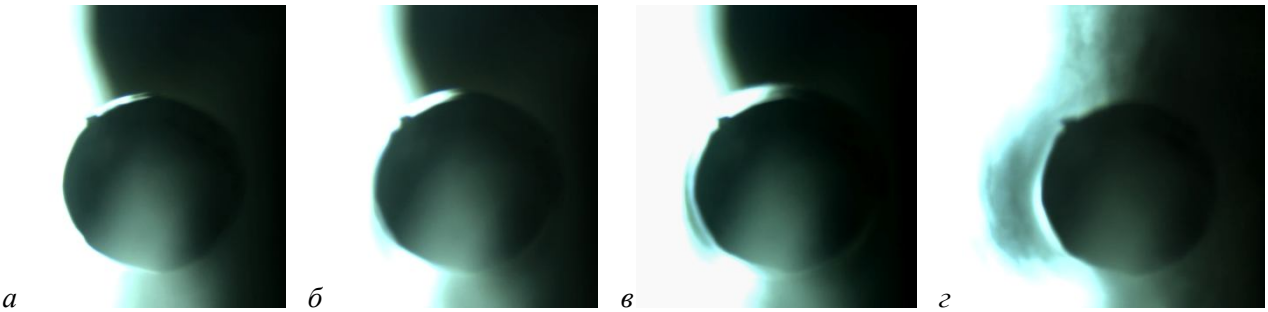


Рис. 2. Этапы формирования паровой пленки (h = 45 мм): *а* – 2 с; *б* – 5с; *в* – 11 с; *г* – 36 с

Таким образом, проведены новые эксперименты, направленные на изучение пленочного кипения He-II на поверхности цилиндра диаметром 4 мм. Получена устойчивая паровая пленка и значения ее толщины, проанализированы этапы формирования под влиянием неравновесного межфазного перехода на границе раздела фаз пар–жидкость и нарушение устойчивого режима кипения. Эти экспериментальные данные предлагается обрабатывать с использованием модели, основанной на подходе к определению восстановительного теплового потока и рассмотренной далее.

Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными. Восстановительный тепловой поток на цилиндрическом нагревателе определяется в соответствии с известной методикой [7] как результат решения системы уравнений, основанной на подходах механики сплошных сред, молекулярно-кинетической теории и полуэмпирической теории Гортера–Меллинка:

$$P_b + \rho' g h + \frac{\sigma}{R_w} = P_S(T_1) + \frac{0.44 q_R}{\sqrt{2 R_h T_1}}, \tag{1}$$

$$q_R{}^n = \frac{2}{f(T) R_w}(T_1 - T_b), \tag{2}$$

где q_R – восстановительный тепловой поток; R_w – радиус нагревателя; R_h – индивидуальная газовая постоянная для гелия; T_b – температура жидкости; P_b – давление над зеркалом жидкости, соответствующее по линии насыщения температуре T_b, т. е. $P_b = P_S(T_b)$; T_1 – температура межфазной поверхности; $P_S(T_1)$ – давление, соответствующее по линии насыщения температуре T_1; $f(T)$ – постоянная Гортера–Меллинка; ρ' – плотность жидкости, g – ускорение свободного падения, h – глубина погружения нагревателя, σ – поверхностное натяжение.

Если в первом приближении считать изменение температуры жидкости настолько малым, что им можно пренебречь, то выражение для восстановительного теплового потока приобретает вид

$$q_R = 2.27\sqrt{2 R_h T_b}\left(\rho' g h + \frac{\sigma}{R_w}\right). \tag{3}$$

Такой подход оправдан при небольших глубинах погружения (5–10 см). Отметим, что для экспериментальных данных, представленных на рис. 2, восстановительный тепловой поток, определенный по (3), составляет $q_R = 1{,}34 \cdot 10^4$ Вт/м^2 на уровне температуры $T_b = 2$ К.

Обычно при расчетах показатель степени в уравнении (2) принимается равным $n = 3$ [7]. Как отмечается в [8], наилучшее согласие с экспериментом достигается при $n = 3.4$, однако в [9] говорится, что «экспериментально было показано, что показатель степени варьируется от примерно 3 до почти 4 при достижении температурой λ-точки, т. е. T_λ».

Результаты сопоставления расчетных и экспериментальных данных, полученных в [1] для цилиндрического нагревателя диаметром 2,0 мм представлены на рис. 3. Как видно из графиков, для такого нагревателя необходимо учитывать изменение температуры жидкости ΔT, максимальное значение для глубины погружения $h = 25$ см составляет $\Delta T = T_1 - T_b = 7.6 \cdot 10^{-3}$ К. Кроме того, для представленных экспериментальных данных оказывается, что наилучшее согласие с экспериментом достигается при значении $n = 3.2$. Следовательно, при расчете процессов тепломассопереноса при пленочном кипении гелия II на цилиндрическом нагревателе диаметром 4 мм необходимо учитывать термическое сопротивление сверхтекучего гелия, особенно при глубинах погружения нагревателя свыше 20 см. Неравновесные эффекты на межфазной поверхности сверхтекучий гелий–пар определяют формирование паровой пленки, величины характерных тепловых нагрузок и толщины слоя пара.

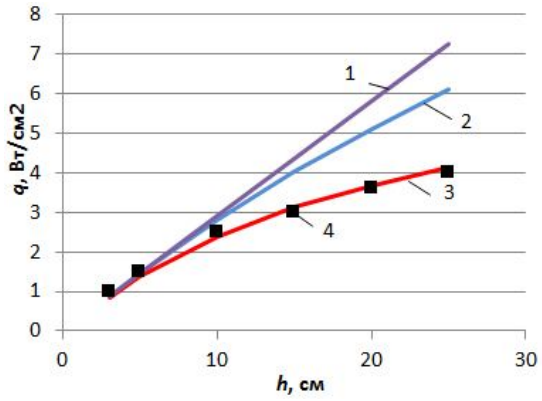


Рис. 3. Зависимость восстановительной тепловой нагрузки от глубины погружения для цилиндрического нагревателя $d_w = 2$ мм ($T_b = 1.92$ K): 1 – по формуле (3); 2, 3 – по системе уравнений (1), (2): 2 – $n = 3$; 3 – $n = 3.2$; 4 (точки) – экспериментальные данные [1]

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19-19-00321).

Обозначения

q_R – восстановительный тепловой поток, Вт/м^2; R_w – радиус нагревателя, м; R_h – индивидуальная газовая постоянная для гелия, Дж/(кг·К); T_b – температура жидкости, К; T_l – температура межфазной поверхности, К; P_b – давление над зеркалом жидкости, Па; $f(T)$ – постоянная Гортера–Меллинка, К·м^5/Вт^3; ρ′ – плотность жидкости, кг/м^3, g – ускорение свободного падения, м/с^2, h – глубина погружения нагревателя, м; σ – поверхностное натяжение, Н/м.

Литература

1. Лабунцов Д. А., Аметистов Е. В., Спиридонов А. Г. Исследование пленочного режима кипения гелия (He-II) // Теплоэнергетика. 1981. № 4. С. 18–20.

2. Аметистов Е. В., Григорьев В. А. Теплообмен с He-II. М.: Энергоатомиздат, 1986.

3. Крюков А. П., Медников А. Ф. Экспериментальное исследование кипения He-II на шаре // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 6. С. 78–84.

4. Крюков А. П., Королев П. В., Пузина Ю. Ю. Экспериментальное исследование кипения He-II внутри пористого тела // ПМТФ. 2017. № 4. С. 126–134.

5. Крюков А. П., Пузина Ю. Ю. Подавление колебаний границы раздела фаз пар–жидкость при кипении сверхтекучего гелия внутри пористого тела // ИФЖ. 2013. Т. 86, № 1. С. 24–30.

6. Королев П. В., Крюков А. П., Пузина Ю. Ю. Конструкция экспериментальной ячейки для исследования кипения гелия-II в условиях невесомости // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. 2012. Т. 130, № 5. С. 43–50.

7. Kryukov A. P., Van Sciver S. W. Calculation of the recovery heat flux film boiling in superfluid helium // Cryogenics. 1981. Vol. 21. No. 9. P. 525–528.

8. Lebrun Ph. and Tavian L. Cooling with Superfluid Helium // Proc. of the CAS-CERN Accelerator School: Superconductivity for Accelerators. Erice, Italy, 24 April – 4 May 2013, CERN–2014–005

9. Van Sciver S.W. Helium cryogenics. New York: Springer-Verlag, 2012. – 470 p.

УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ТЕЧЕНИЯ В ЩЕЛЕВОМ МИКРОКАНАЛЕ

Ф. В. Роньшин[1,2], Ю. А. Дементьев[1,2], Е. А. Чиннов[1,2]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2]Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

В последние два десятилетия фактически происходит революционное развитие теплообменных систем с мини-, микро- и наноразмерами, и эти системы оказываются гораздо более энергоэффективными, чем макросистемы с размерами каналов 3–100 мм. Величина отводимых тепловых потоков в создающихся мини- и микротеплообменниках может достигать 1000 Вт/см^2 и более. Также в последние несколько лет происходит интенсивное развитие 3D чипов, где необходимо отводить тепло непосредственно из области чипа. Наиболее перспективным решением охлаждения представляется использование микроканалов, которые подводятся внутрь чипа, непосредственно к тепловыделяющему элементу. При этом поперечные размеры микроканала связаны с размерами чипа. В связи с этим для широкого круга технических приложений важное значение имеет понимание гидродинамики в мини- и микроканалах, которые обеспечивают наиболее эффективные процессы тепло- и массопередачи. Для анализа возможности создания таких систем необходимо иметь информацию о формировании режимов газожидкостного течения в коротких широких (щелевых) микроканалах. Оптимизация работы системы охлаждения обеспечивается подбором соответствующих расходов жидкости и газа и режима течения с наибольшим коэффициентом теплоотдачи. Также важной задачей является минимизация перепада давления, так как он определяет мощность, затрачиваемую на прокачку хладагента. При уменьшении размеров канала, смачиваемость начинает играть существенную роль в формирование режимов течения. Однако в литературе отсутствуют систематические данные по исследованию формирования режимов течения в щелевых микроканалах.

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования газожидкостных течений в микроканалах высотой 56–164 мкм и шириной 10 мм. Исследованы режимы двухфазного течения, перепад давления, а также истинное газосодержание. Для исследования режимов двухфазного течения использовался шлирен-метод. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Азот высокой чистоты подается из баллона (1), расход задается и измеряется при помощи высокоточного регулятора расхода Bronkhorst (2) и поступает в газовую камеру (3). Вода Milli-Q подается из резервуара (5) в микроканал через жидкостное сопло при помощи шприцевого/шестеренчатого насоса. Взаимодействие газожидкостного потока визуализируется при помощи шлирен-метода. Свет от источника (7) проникает в микроканал с газожидкостным потоком через линзу (8), полупрозрачное зеркало (9) и попадает в микроканал. Свет, отраженный от границы раздела газ–жидкость, передается через полупрозрачное зеркало (9), линзу (11) и фильтр объектива камеры. В результате камера фиксирует изображение в различных оттенках, где каждому оттенку соответствует определённый угол наклона границы раздела жидкость–газ. Использование данной методики позволяет достаточно точно фиксировать структуру двухфазного потока в каналах и четко определить границы между режимами.

Для исследования взаимодействия жидкости и газа, для регистрации пленок жидкости на нижней и верхней стенках канала и, соответственно, для определения локального газосодержания была разработана методика анализа изображения. Полученные шлирен-методом

изображения были обработаны с использованием созданного алгоритма в Matlab®, который позволяет получить локальное газосодержание и другие количественные характеристики. Алгоритм подробно описан в работе [1].

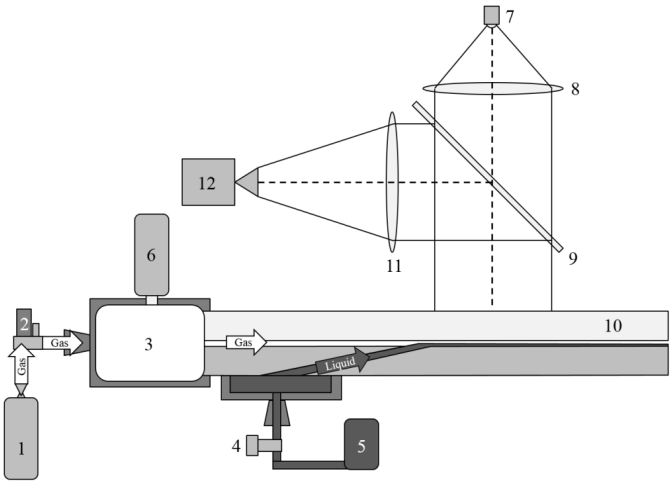


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – баллон с газом; 2 – высокоточный регулятор расхода Bronkhorst; 3 – газовая камера; 4 – шприцевой/шестеренчатый насос; 5 – резервуар с жидкостью; 6 – датчик давления; 7 – точечный источник света; 8, 11 – линзы; 9 – полупрозрачное зеркало; 10 – стекло с просветляющим покрытием; 12 – цифровая камера

Основные характеристики двухфазного потока исследованы экспериментально в широком диапазоне приведенных скоростей газа и жидкости. Для определения газосодержания экспериментально получены 114 точек в диапазоне приведенных скоростей U_{SG} от 0,67 до 23,3 м/с и приведенных скоростей жидкости U_{SL} от 0,03 до 0,42 м/с. Приведенные скорости жидкости и газа определялись как отношение объемного расхода к площади поперечного сечения микроканала. В исследуемом диапазоне наблюдаются все характерные режимы потока для щелевых микроканалов: пузырьковый, струйный, вспененный, кольцевой и раздельный. Подробное описание режимов течения представлено в [2]. Используя разработанный алгоритм [1], были получены значения истинного газосодержания для каждого режима течения в зависимости от времени. Затем полученные данные были усреднены по большому периоду времени (частота видеосъемки составляла 60 Гц, продолжительность видеосъемки составляла около 120 с для каждой точки). Таким образом, было получено усредненное по времени истинное газосодержание.

Проведено сравнение полученного истинного газосодержания α и расходного газосодержания β. Показано хорошее качественное совпадение с корреляцией Xiong и Chung [3], разработанной для круглого канала с гидравлическим диаметром 100 мкм, который определяется следующим образом:

$$\alpha = \frac{C\beta^{0,5}}{1-(1-C)\beta^{0,5}}, \tag{1}$$

где

$$C = \frac{0.266}{1+13.8e^{-6.88\cdot10^{-3}D_h}}, \tag{2}$$

D_h – гидравлический диаметр.

Корреляция [4], разработанная для горизонтальных прямоугольных каналов с гидравлическими диаметрами 209, 412 и 622 мкм, определяется следующим образом:

$$\alpha = \frac{0.03\beta^{0,5}}{1-0.97\beta^{0,5}}. \tag{3}$$

На рис. 2 показано сопоставление экспериментальных данных с корреляциями.

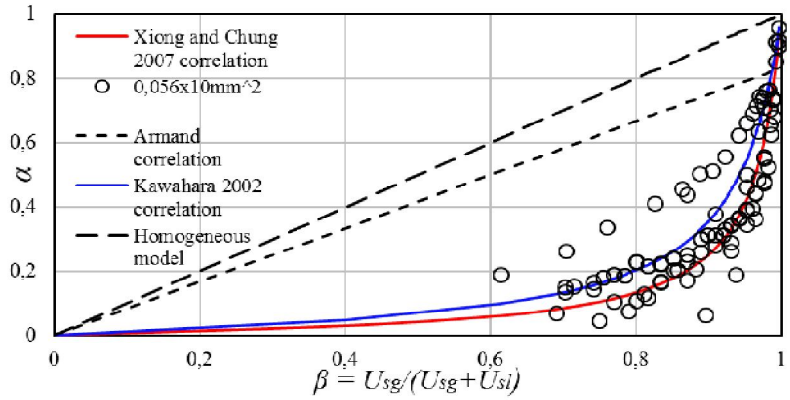


Рис. 2. Зависимость истинного газосодержания α от расходного β. Точками показаны экспериментальные данные, линиями – корреляции: Xiong and Chung [3]; Armand [5]; Kawahara et al. [4] и гомогенная

Таким образом, можно сделать вывод, что корреляции, разработанные для прямоугольных и круглых каналов с Т-образным смесителем, качественно описывают поведение газосодержания в щелевом микроканале с плавным смесителем. Линейная корреляция Арманда [5], разработанная для горизонтальных круглых каналов с гидравлическим диаметром ~1 мм, не описывает поведение газосодержания в щелевом микроканале.

Обозначения

D_h – гидравлический диаметр, м; U_{SL} – приведенная скорость жидкости, м/с; U_{SG} – приведенная скорость газа, м/с; α – истинное газосодежание; β – расходное газосодержание.

Литература

1. Ronshin F., Chinnov E. Experimental characterization of two-phase flow patterns in a slit microchannel // Experimental Thermal and Fluid Science. 2019. Vol. 103. P. 262–273.

2. Chinnov E. A., Ron'shin F. V., Kabov O. A. Two-phase flow patterns in short horizontal rectangular microchannels // Int. J. of Multiphase Flow. 2016. Vol. 80. P. 57–68.

3. Xiong R., Chung J. N. An experimental study of the size effect on adiabatic gas-liquid two-phase flow patterns and void fraction in microchannels // Physics of Fluids. 2007. Vol. 19, No. 3. P. 033301.

4. Kawahara A., Chung P. M. Y., Kawaji M. Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel // Int. J. of Multiphase Flow. 2002. Vol. 28, No. 9. P. 1411–1435.

5. Armand A. A. The resistance during the movement of a two-phase system in horizontal pipes // Изв. ВТИ. 1946. Т. 1. С. 16–23.

УДК 532.529:536.24: 532.527

ИЗУЧЕНИЕ ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ КОНДЕНСИРУЮЩЕГОСЯ ПАРА В КОРОТКИХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБАХ

А. В. Серяков

ООО "Рудетранссервис", г. Великий Новгород, , Россия
seryakovav@yandex.ru

Представлены результаты компьютерных исследований вихреобразования и изменения направления вращения вихрей внутри коротких линейных тепловых труб (ТТ) с выполненным в виде сопла Лаваля паровым каналом. Впервые установлено, что паровой тороидальный вихрь, возникающий в результате взаимодействия потока влажного пара с нормально ориентированной плоской верхней крышкой ТТ, может изменять направление своего вращательного движения. При малых тепловых нагрузках (небольшой температурный напор) на испаритель направление вращения парового вихря за счет эффекта Коанда и прилипания движущихся струй пара к стенкам канала происходит от периферии к продольной оси. При этом радиальное течение пленки конденсата по верхней крышке ТТ к расположенной на стенках канала капиллярно-пористой вставке и направление движения прилегающих слоев парового вихря оказываются встречными. Паровой вихрь замедляет течение пленки конденсата по верхней крышке ТТ и тем самым увеличивает ее эффективную толщину. При увеличении тепловой нагрузки направление вращения парового вихря меняется на противоположное, от продольной оси к периферии, и направления вращения прилегающих слоев пара и течения пленки становятся спутными, что приводит к резкому уменьшению эффективной толщины пленки. Экспериментальные результаты измерений толщины пленки жидкого конденсата, полученные с помощью емкостных датчиков, также показывают резкое уменьшение ее толщины при увеличении температурного напора, что может быть косвенным подтверждением изменения направления вращения парового вихря.

Рассматривается турбулентный дозвуковой поток однокомпонентного двухфазного влажного пара диэтилового эфира в паровом канале ТТ в виде сопла Лаваля при вертикальной ориентации. Структура вихревого образования на внутренней поверхности верхней крышки ТТ и большая площадь контактирования пара с движущейся в радиальном направлении за счет капиллярного всасывания в пористую вставку пленкой конденсата диэтилового эфира оказывают определяющее влияние на теплообмен в этой области взаимодействия струй пара с плоской торцевой крышкой (плоской стенкой). Число Нуссельта Nu_{TT} на внешней поверхности верхней крышки ТТ имеет характерный максимум в точке торможения потока пара ($r = 0$) внутри ТТ в зоне I [1], а наименьшее значение Nu_{TT} наблюдается при реверсировании потока в зоне III. Обоснованием изменения характеристик теплообмена в точке взаимодействия струй пара ($r = 0$) с плоской поверхностью верхней крышки внутри ТТ является возникновение крупномасштабных вихревых структур [1].

Схема соударения паровых струй с плоской поверхностью верхней крышки ТТ показана на рис. 1. Численный анализ течения пара в зоне конденсации выполненного в виде сопла Лаваля парового канала с перпендикулярной к продольной оси верхней крышкой демонстрирует, что образующаяся вихревая структура имеет пространственный характер, сечение вихря некруглое за счет трения о подстилающую поверхность движущейся в радиальном направлении пленки конденсата диэтилового эфира, $c_f = 10^{-2}$-10^{-1}. Результаты вычислений скорости течения пара в области конденсации коротких ТТ, полученные с помощью программы CFD design 10.0, представлены на рис. 2 и 3.

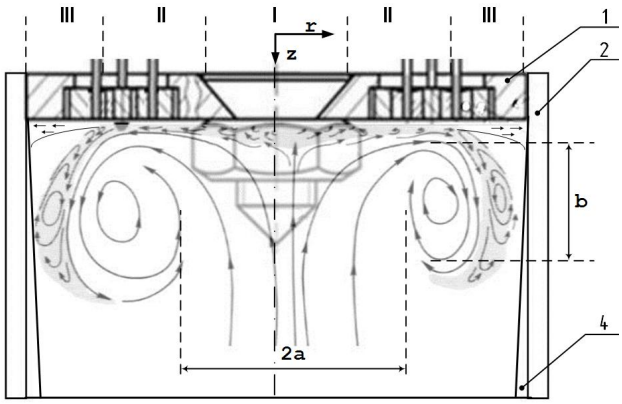


Рис. 1. Схема натекания струй пара на плоскую поверхность верхней крышки ТТ, образования пленки диэтилового эфира и движения пленки за счет капиллярных (всасывающих) сил в капиллярно-пористую вставку 4. I – область свободного движения натекающих струй пара. II – область образования пленки конденсата, установки емкостных датчиков и измерения толщины и температуры пленки. В этой области напряжения сдвига становятся доминирующими над нормальными напряжениями, $\tau_s > \tau_n$. III – область обратного (встречного) вихревого потока

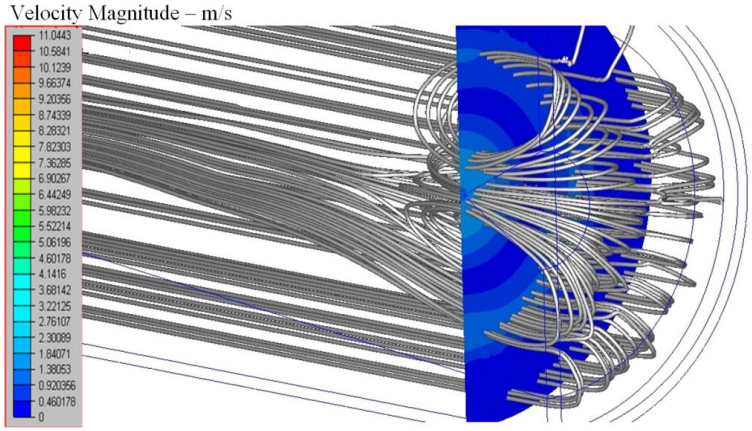


Рис. 2. Возникновение парового тороидального вихревого кольца вблизи поверхности конденсации в выполненном в виде сопла Лаваля паровом канале ТТ при низком температурном напоре на испаритель относительно температуры кипения диэтилового эфира при атмосферном давлении, $\delta T = T_{ev} - T_B = 10$ К. Движущиеся струи пара из-за эффекта Коанда прилипают к стенкам ТТ и вследствие этого направление вращения вихревого кольца формируется от периферии к центру парового канала. При этом толщина пленки конденсата под вихревым кольцом увеличивается и ее течение затормаживается из-за поверхностного трения

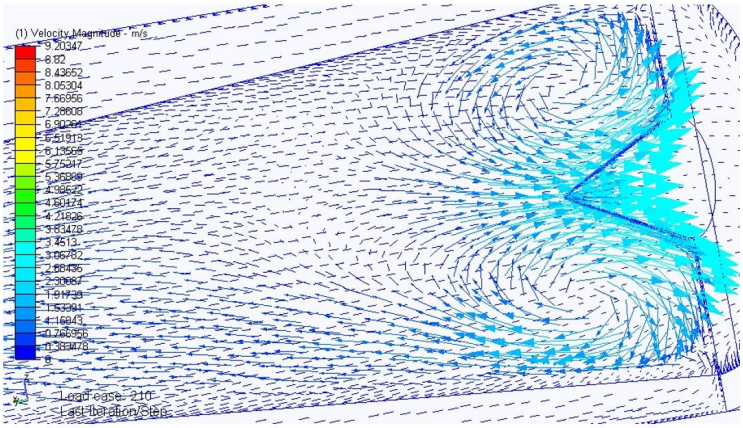


Рис. 3. Возникновение тороидального вихревого кольца вблизи поверхности конденсации внутри выполненного в виде сопла Лаваля паровом канале ТТ при увеличенном температурном напоре в испаритель, $\delta T = T_{ev} - T_B = 20$ К. При этом направление закрутки вихревого кольца становится от центра к периферии канала

Уравнения Навье–Стокса, описывающие вихревой поток пара, записывают как

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = 0\,. \tag{1}$$

Уравнение (1) дополняется уравнением состояния идеального газа:

$$P_{\text{vp}} = (\gamma - 1)\rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} \left[e - \frac{(u^2+v^2+w^2)}{2} \right]. \tag{2}$$

Вектор консервативных переменных **U** и векторы потоков **F**, **G**, **H** имеют следующий вид:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} u \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} v \\ w\rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} e \end{pmatrix};\ \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} u \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} uu + p - \tau_{zz} \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} uv - \tau_{zx} \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} uw - \tau_{zy} \\ \left(\rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} e + p\right) u - u\tau_{zz} - v\tau_{zx} - w\tau_{zy} + q_z \end{pmatrix}. \tag{3}$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} v \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} vu - \tau_{xz} \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} vv + p - \tau_{\text{xx}} \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} vw - \tau_{\text{xy}} \\ \left(\rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} e + p\right) v - u\tau_{\text{xz}} - v\tau_{\text{xx}} - w\tau_{\text{xy}} + q_{\text{x}} \end{pmatrix};\quad \mathbf{H} = \begin{pmatrix} \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} w \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} wu - \tau_{yz} \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} wv - \tau_{yx} \\ \rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} ww + p - \tau_{yy} \\ \left(\rho_{\text{vp}}^{\text{mix}} e + p\right) w - u\tau_{yz} - v\tau_{yx} - w\tau_{yy} + q_y \end{pmatrix}. \tag{4}$$

При увеличении температурного напора направление вращения парового вихря меняется на противоположное [2–4], от продольной оси к периферии парового канала, и направление вращения прилегающих слоев пара и течения пленки жидкого конденсата становится одинаковыми, что приводит к уменьшению эффективной толщины пленки.

Проведенные с помощью емкостных датчиков измерения толщины пленки конденсата диэтилового эфира в зависимости от температурного напора на испаритель $\delta T = T_{\text{ev}} - T_{\text{B}}$ приведены на рис. 4 [5, 6].

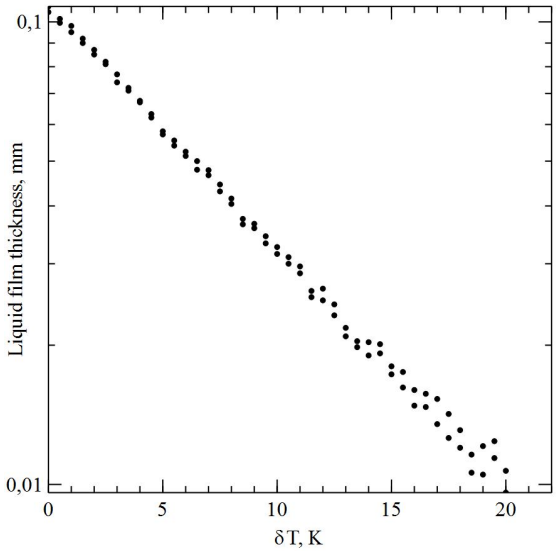


Рис. 4. Экспериментальные значения толщины пленки жидкого конденсата под поверхностью вихря в полулогарифмической шкале, полученные с помощью емкостных датчиков, показывают резкое уменьшение толщины при увеличении температурного напора, $\delta T_{\text{ev}} = T_{\text{ev}} - T_{\text{B}}$ = 0–20 K, что может быть косвенным подтверждением изменения направления вращения парового вихря в паровом канале коротких ТТ

Обозначения

e – полная энергия на единицу массы влажного пара, кДж/кг; u – средняя скорость паровой фазы в координатном направлении z в канале ТТ, м/с; v – компонента скорости потока пара в координатном направлении x в канале ТТ, м/с; w – компонента скорости потока пара в координатном направлении y в канале ТТ, м/с; ρ_{vp}^{mix}– плотность влажного пара внутри парового канала, кг/м^3; τ_{ij} – компоненты напряжения сдвига на наружной поверхности пленки диэтилового эфира под паровым вихревым кольцом, Па; P_{vp} – давление влажного пара внутри парового канала ТТ, Па.

Литература

1. Chung Y. M., Luo K. H., Sandham N. D. Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets // Int. J. Heat Fluid Flow 2002. Vol. 23, No. 5. P. 592–600.

2. Seryakov A. V. Intensification of heat transfer processes in the low temperature short heat pipes with Laval nozzle formed vapour channel // American J. of Modern Physics 2018. Vol. 7, No. 1. P. 48–61.

3. Seryakov A. V. Numerical modeling of the vapour vortex formation in the short heat pipes // J. of High Energy Physics, Gravitation and Cosmology. 2019. Vol. 5. P. 218–234.

4. Seryakov A. V. Computer modeling of the vapour vortex orientation changes in the short low temperature heat pipes // Int. J. Heat Mass Transfer. 2019. Vol. 140. P. 243–259.

5. Seryakov A. V. The application of capacitance transducer for measuring local thickness of condensate film in low-temperature range heat pipes // Int. J. Heat Mass Transfer Theory and Application. 2016. Vol. 4, No. 1. P. 1–13.

6. Seryakov A. V. The study of condensation processes in the low-temperature short heat pipes with a nozzle-shaped vapour channel // Engineering 2017. Vol. 9. P. 190–240.

УДК 681.3:536.24.08

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОТКИХ ТЕПЛОВЫХ ТРУБ МЕТОДОМ МОНОТОННОГО НАГРЕВА

А. В. Серяков, Анд. П. Алексеев

ООО "Рудетранссервис", г. Великий Новгород, Россия
seryakovav@yandex.ru

Вопросы повышения эффективности и увеличения коэффициента теплопередачи коротких низкотемпературных ТТ, предназначенных для охлаждения теплонапряженных конструкций космических аппаратов и спутников с жесткой регламентацией взлетной массы представляет собой большой практический интерес. Применение коротких линейных ТТ оправдано в случае конструктивной невозможности размещения контурных ТТ, а также с целью повышения долговременной надежности систем охлаждения, в которых отсутствуют распределенные подводящие и отводящие линии контурных ТТ.

Для исследования теплового сопротивления и теплоемкости [1, 2], характеризующих внутренние параметры теплопереноса ТТ, включая переменные вихревые течения конденсирующегося пара в паровом канале, были изготовлены короткие ТТ с выполненным в виде

сопла, близкого к соплу Лаваля паровым каналом, изображенные на рис. 1. Все измерения были проведены с парными ТТ, основная из которых, называемая измерительной, заполнена диэтиловым эфиром, а эталонная, полностью идентичная основной, заполнена осушенным воздухом при давлении 1 бар с температурой точки росы ниже 233.15 К (–40 °С). Коэффициент теплопередачи K_{TT2} второй ТТ не превышает 0.15% от коэффициента теплопередачи первой (измерительной) K_{TT} и при измерениях не учитывается. Вторая ТТ, идентичная первой, выполняет опорную функцию при измерениях в дифференциальном режиме толщины пленки жидкого конденсата в первой основной ТТ [3].

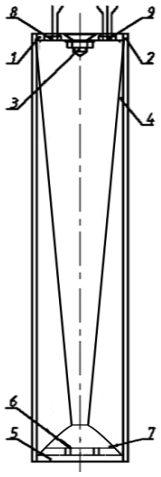


Рис. 1. Схема ТТ: 1 – верхняя крышка; 2 – цилиндрический корпус ТТ; 3 – запорный узел; 4 – капиллярно-пористая вставка; 5 – нижняя крышка; 6 – инжекторные каналы; 7 – капиллярно-пористый испаритель; 8, 9 – емкостные датчики конденсации, измеряющие толщину пленки жидкого конденсата. В качестве рабочей жидкости применен эфир диэтиловый $C_4H_{10}O$ с температурой кипения при атмосферном давлении T_B = 308.65 К (35.5 °С), критические параметры T_C = 466.55 К (193.4 °С), P_C =3.61 МПа

Распределение экспериментально определенных значений одномерного температурного поля в ТТ применяют для решения стандартного уравнения теплопроводности следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial \bar{z}}\frac{1}{R_{TT}(t)}\frac{\partial t(\bar{z},\tau)}{\partial \bar{z}} = C_{TT}(t)\dot{t}(\bar{z},\tau);\;\; R_{TT}(t) = \frac{L_{TT}}{\lambda(t)F(\bar{z})_{ev}};\;\; C_{TT}(t) = \rho_{TT}C_p(t)L_{TT}F(\bar{z}). \qquad (1)$$

Начальные условия в виде опытных значений температуры для решения уравнения (1) с учетом конечной теплоемкости резистивного нагревателя C_{H2} записывают стандартным образом:

$$t(0,\tau) \equiv t_{ev} = T_{ev}(\tau) - R_cQ_{ev}(\tau),\;\; t(L_{TT},\tau) \equiv t_{cond} = T_{cond}(\tau) + R_\alpha Q_{cond}(\tau);\; t(\bar{z},0) = 0, \qquad (2)$$

$$-\lambda_{H2}\left(\frac{\partial t}{\partial \bar{z}}\right)_{\bar{z}=0} = E_{H2} - C_{H2}\dot{T}_{ev}. \qquad (3)$$

Короткие ТТ при работе характеризуются небольшим перепадом температуры по длине корпуса между испарителем и поверхностью конденсации, обычно не превышающим $T_{ev} - T_{cond} \leq$ (3–5) К. Поэтому всегда можно выбрать такую среднюю температуру $\bar{t}$, находящуюся внутри интервала максимальной разности температуры ТТ $t_{cond} \leq \bar{t} \leq t_{ev}$, называемую температурой отнесения и при которой коэффициент теплопроводности $\lambda(t)$ и изобарной теплоемкости $\rho_{TT}C_p(t)$ могут быть представлены в виде линейного разложения

$$\lambda(t) = \lambda(\bar{t})[1 + a_\lambda(t - \bar{t})],\;\; a_\lambda = \frac{d(ln\lambda)}{dt},$$

$$\rho_{TT}C_p(t) = \rho_{TT}C_p(\bar{t})[1 + a_c(t - \bar{t})]\;;\; a_c = \frac{d(ln\lambda)}{dt}. \qquad (4)$$

Тепловое сопротивление R_{TT} и изобарная теплоемкость $\rho_{TT}C_p(t)$ коротких линейных ТТ могут быть также записаны в форме линейного разложения:

$$R_{\mathrm{TT}}(t) = R_{\mathrm{TT}}(\bar{t})[1 + a_R(t - \bar{t})], \quad a_R = -a_\lambda,$$

$$\mathrm{C}(t) = \rho_{\mathrm{TT}} C_p(t) = C(\bar{t})[1 + a_c(t - \bar{t})]; \quad a_c = \frac{d(\ln\lambda)}{dt}. \tag{5}$$

После интегрирования уравнения (1) по $\bar{z}$ от 0 до 1 получаем выражение для расчета теплоемкости ТТ в следующем виде:

$$\bar{C} \equiv \mathrm{C}(\bar{t}) = {(Q_{\mathrm{ev}} - Q_{\mathrm{cond}})}\Big/{\int_0^1 \dot{t}(\bar{z},\tau)[1 + a_C(t - \bar{t})]d\bar{z}}. \tag{6}$$

Для вычисления теплового сопротивления необходимо провести двойное интегрирование по $\bar{\mathrm{z}}$ от 0 до $\bar{\mathrm{z}}$ и от 0 до 1, в результате получаем выражение для расчета R_{TT} в следующем виде:

$$\frac{1}{R_{\mathrm{TT}}(\bar{t})}\int_0^1 [1 + a_R(t - \bar{t})]\frac{\partial t}{\partial \bar{z}} d\bar{z} + Q_{\mathrm{ev}} = C(\bar{t})\int_0^1 d\bar{z}\int_0^{\bar{z}} \dot{t}(\bar{z},\tau)\,[1 + a_C(t - \bar{t})]d\bar{z}. \tag{7}$$

При испарительном режиме работы ТТ и малых значениях коэффициентов $a_\lambda(t - \bar{t}) \le 0.1$, $a_c(t - \bar{t}) \le 0.1$ применимо аналитическое решение уравнения (1) с начальными условиями (2) [1]:

$$t(\bar{z},\tau) = \frac{2a}{L_{\mathrm{TT}}^2}\sum_{i=1}^{\infty}\left[\exp\left(-\mu_i^2\, a\tau/L_{\mathrm{TT}}^2\right)\int_0^{\tau}\exp\left(\mu_i\, a\tau'/L_{\mathrm{TT}}^2\right)\left(t_{\mathrm{ev}} - (-1)^i t_{\mathrm{cond}}\right)d\tau'\right]\mu_i \sin\left(\mu_i \bar{z}\right). \tag{8}$$

Уравнение (8) позволяет интегрировать по $\bar{z}$ и дифференцировать по τ значения температуры $t(\bar{z}, 0)$ во всей области определения уравнения (1) и, тем самым, вычислить интегралы в уравнениях (6) и (7). После их вычисления появляется возможность определения теплового сопротивления и теплоемкости ТТ в режиме монотонного линейного нагрева [4, 5].

Величину теплового сопротивления в стационарном состоянии определяли по формуле (9) с помощью вакуумного адиабатического калориметра, в котором измерение всех параметров ТТ, включая температуру и передаваемую тепловую мощность ТТ, проводили с помощью установки, показанной на рис. 2:

$$R_{\mathrm{TT}}(t) = \frac{T_{\mathrm{ev}} - T_{\mathrm{cond}}}{Q_{\mathrm{ev}}}. \tag{9}$$

Погрешность измерения теплового сопротивления ТТ с помощью калориметра не превышает 1.7%.

На рис. 3 представлены результаты сопоставления экспериментальных стационарных значений теплового сопротивления $\mathrm{R_{TT}}$ коротких ТТ с выполненным в виде сопла Лаваля паровым каналом и аналогичной ТТ с цилиндрическим паровым каналом, с равными габаритными размерами и одинаковой массой заправки рабочей жидкостью, ($m_{\mathrm{laval}} l - m_{\mathrm{cyl}}/m_{\mathrm{laval}} \le 0.1\%$), и с расчетными значениями R_{TT} этих ТТ, полученными методом монотонного нагрева испарителей ТТ со скоростью $3\cdot10^{-3}$ К/с с помощью численного решения уравнения (1) в интервале температурного напора на испаритель $\delta T_{\mathrm{ev}} = T_{\mathrm{ev}} - T_{\mathrm{B}} = 0$ –20 К [6, 7]. Расчетные и экспериментальные стационарные значения $\mathrm{R_{TT}}$ совпадают друг с другом в пределах погрешности измерений 1.7%.

При больших тепловых нагрузках на испаритель был применен алгоритм численного решения обратной коэффициентной задачи теплопроводности (ОЗТ), позволяющий разделить вычисления теплопроводности и теплоемкости ТТ из-за более быстрой сходимости пропорциональных $\dot{t}$ расчетных функционалов теплоемкости по сравнению с пропорциональными разностям температур Δt функционалами теплопроводности (теплового сопротивления) ТТ.

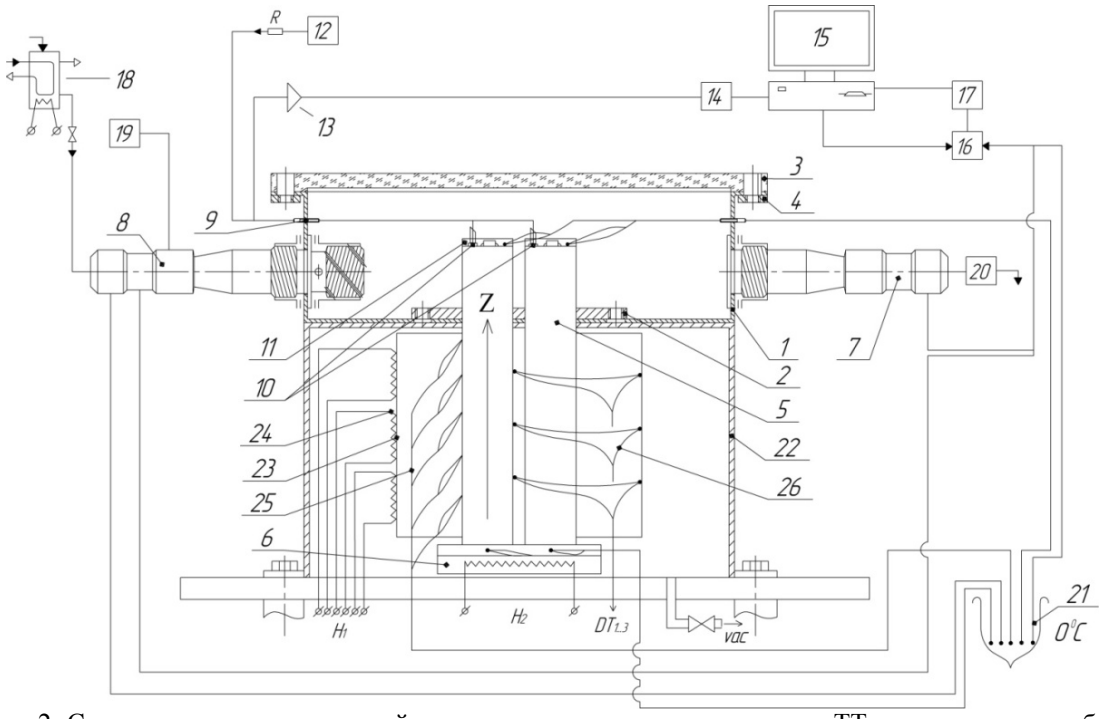


Рис. 2. Схема проведения измерений теплового сопротивления коротких ТТ в вакуумном адиабатическом калориметре: 1 – вихревой проточный калориметр; 2 – фланец крепления ТТ; 3 – стеклянная крышка; 4 – крепление крышки; 5 – опорная ТТ; 6 – плоский резистивный нагреватель; 7 – сливной штуцер калориметра; 8 – входной штуцер калориметра; 9 – герметичный ввод измерительных проводов; 10 – емкостные датчики для измерения толщины пленки жидкого конденсата; 11 – измерительный и эталонный генераторы, расположенные на верхних торцевых крышках ТТ; 12 – внешний цифровой генератор; 13 – усилитель мощности; 14 – цифровой осциллограф; 15 – компьютер; 16 – управляемый переключатель; 17 – цифровой вольтметр; 18 – сосуд постоянного напора воды; 19 – генератор пузырьков воздуха; 20 – расходомер; 21 – сосуд Дьюара; 22 – вакуумная камера; 23 – адиабатическая оболочка; 24 – охранные нагреватели; 25 – дифференциальные термопары измерения поверхностной температуры ТТ; 26 – дифференциальные термопары адиабатической системы ТТ

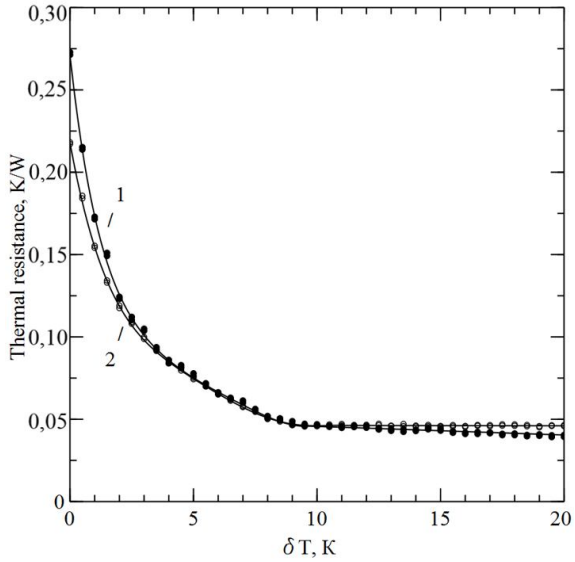


Рис. 3. Тепловое сопротивление: 1 – черные точки, экспериментальные стационарные значения R_{TT} короткой ТТ с выполненным в виде сопла Лаваля паровым каналом; 2 – белые точки, экспериментальные стационарные значения R_{TT} короткой ТТ с цилиндрическим паровым каналом; сплошные линии – расчетные значения теплового сопротивления по уравнению (1) с опытными значениями поверхностной температуры вдоль продольной оси ТТ

Обозначения

$a = \lambda/C_p\rho_{TT}$ – коэффициент температуропроводности ТТ; $C(t)$ – теплоемкость ТТ, Дж/К; $c_p(t)$ – удельная теплоемкость ТТ, Дж/(кг·К); $F(\bar{z})$ – площадь поперечного сечения ТТ, м^2; L_{TT} – длина ТТ, м; Q_{ev} – поступающая в испаритель тепловая мощность, Вт; R_c – тепловое сопротивление; $R_{TT}(t)$ – тепловое сопротивление ТТ, К/Вт; $\dot{t}$ – скорость роста температуры, К/с; T_B – температура кипения рабочей жидкости; T_{cond} – температура поверхности конденсации ТТ, К; T_{ev} – средняя стационарная температура насыщенного рабочей жидкостью сеточного испарителя, К; $\bar{z} = z/L_{TT}$ – безразмерная продольная координата; ρ_{TT} – плотность ТТ, кг/м^3; $\lambda(t)$ – коэффициент теплопроводности ТТ, Вт/(м·К); $\mu_i = i\pi$ – собственные числа; τ – время, с.

Литература

1. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука 1964. – 488 с.

2. Тихонов А. И., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. – 736 с.

3. Seryakov A. V. Intensification of heat transfer processes in the low temperature short heat pipes with Laval nozzle formed vapour channe l // American J. of Modern Physics. 2018. Vol. 7, No. 1. P. 48–61.

4. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа 1967. – 600 с.

5. Платунов Е. С. Теплофизические измерения в монотонном режиме. Л.: Энергия, 1973. – 144 с.

6. Seryakov A. V. Numerical modeling of the vapour vortex // J. of the High Energy Physics, Gravitation. 2019. No. 5. P. 218–234.

7. Seryakov A. V. Computer modeling of the vapour vortex orientation changes in the short low temperature heat pipes // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 140. P. 243–259.

УДК 629.782.023.222

РАЦИОНАЛЬНАЯ СТРАТЕГИЯ РАСХОДА ЖИДКОГО ГЕЛИЯ ПРИ ТЕПЛОВАКУУМНЫХ ИСПЫТАНИЯХ РАДИАЦИОННЫХ ХОЛОДИЛЬНИКОВ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

В. П. Тимошенко

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Радиационные холодильники, широко применяемые в космической технике для охлаждения приемников ИК-излучения и других приборов [1, 2], не содержат движущихся частей, в них тепло, выделяемое аппаратурой, излучается в открытое космическое пространство, имеющее эффективную температуру около 4,2 К. В качестве примера на рис. 1 показано устройство радиационного холодильника космического аппарата (КА) «Электро-Л» [1]. В этом холодильнике охлаждаемый ИК-приемник (5) устанавливается на пластине (3), изготовленной из материала с высокой теплопроводностью и обладающей высоким коэффициентом теплового излучения. При этом космический аппарат должен быть так ориентирован в косми-

ческом пространстве, чтобы охлаждающая пластина была максимально защищена от прямого солнечного потока, от излучения Земли и от излучения других элементов КА.

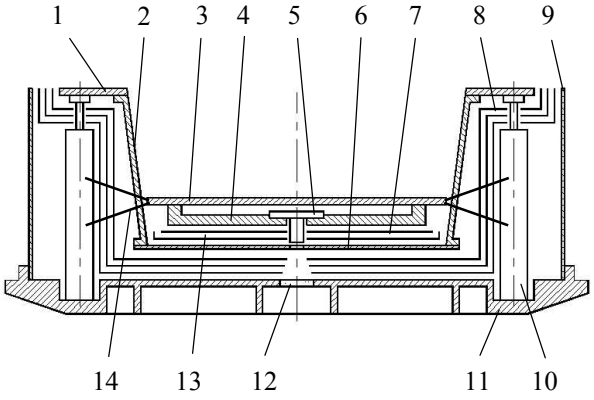


Рис. 1. Схема радиационного холодильника КА «Электро-Л», 1 – радиатор 1-й ступени, 2 – конус-отражатель, 3 – радиатор 2-й ступени, 4 – рама, 5 – ИК-приемник, 6 – перемычка, 7 – система экранов 2-й ступени, 8 – система экранов 1-й ступени, 9 – кожух, 10 – стойка, 11 – основание, 12 – входное окно ИК-приемника, 13 – система экранов 2-й ступени,14 – нити подвески радиатора 2-й ступени

При тепловакуумных испытаниях радиационных холодильников в наземных условиях в качестве имитатора открытого космоса удобно использовать криогенный экран с высокой поглощательной способностью, охлаждаемый жидким гелием, температура кипения которого составляет около 4 К [3, 4]. Общая принципиальная схема таких испытаний показана на рис. 2.

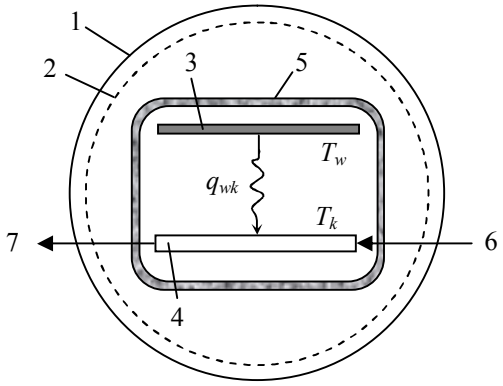


Рис. 2. Схема тепловакуумных испытаний радиационного холодильника, 1 – вакуумная камера, 2 – криогенные экраны, охлаждаемые жидким азотом, 3 – радиатор холодильника, 4 – криогенный экран, охлаждаемый жидким гелием, 5 – экранно-вакуумная изоляция, 6, 7 – магистрали подвода и отвода охлаждающего гелия.

Для упрощения будем считать, что теплообмен между радиатором холодильника (3) с температурой T_w и криогенным экраном (4) с температурой T_k происходит только за счет излучения, а внешние теплопритоки отсутствуют. Радиатор и криогенный экран имеют одинаковые площади взаимно облучаемых поверхностей S с эффективной излучательной способностью ε между ними. Тогда динамика изменения температуры радиатора T_w описывается уравнением

$$c_w m_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = -\varepsilon\sigma S\left(T_w^4 - T_k^4\right), \tag{1}$$

где c_w и m_w – теплоемкость и масса радиатора соответственно, σ – постоянная Стефана–Больцмана.

Максимальный тепловой поток $q_{wk,\max}$ от радиатора к криоэкрану достигается при температуре криоэкрана, равной температуре кипения жидкого гелия $T_0 = 4{,}2$ К:

$$q_{wk,\max} = \varepsilon\sigma S\left(T_w^4 - T_0^4\right), \quad T_0 = 4{,}2\,\text{K}. \tag{2}$$

В этом случае радиатор будет охлаждаться максимально быстро, но и расход жидкого гелия будет наибольшим. Оценим скорость охлаждения радиатора при более высокой темпе-

ратуре криоэкрана $T_k > T_0$, если радиационный тепловой поток будет меньше на относительную величину ψ, определяемую выражением

$$\frac{q_{wk}}{q_{wk,\max}} = 1 - \psi\,,$$

$$q_{wk} = \varepsilon\sigma S\left(T_w^4 - T_k^4\right), \quad T_k \geq T_0\,, \tag{3}$$

тогда расход гелия должен быть меньше, а температура криоэкрана T_k, обеспечивающая уменьшение теплового потока на величину ψ, будет определяться выражением

$$T_k^4 = \psi T_w^4 + \left(1-\psi\right)T_0^4 \tag{4}$$

и уравнение (1) можно записать в следующем виде:

$$c_w m_w \frac{\partial T_w}{\partial t} = -\varepsilon\sigma S\left(1-\psi\right)\left(T_w^4 - T_0^4\right). \tag{5}$$

На рис. 3 представлены графики изменения температур T_w и T_k для двух значений параметра ψ = 0 и 0,1. Как видно, значения температуры радиатора T_w при ψ = 0 и ψ = 0,1 несущественно различаются между собой, хотя температура криоэкрана T_k при ψ = 0,1 значительно превышает температуру кипения гелия (ψ = 0).

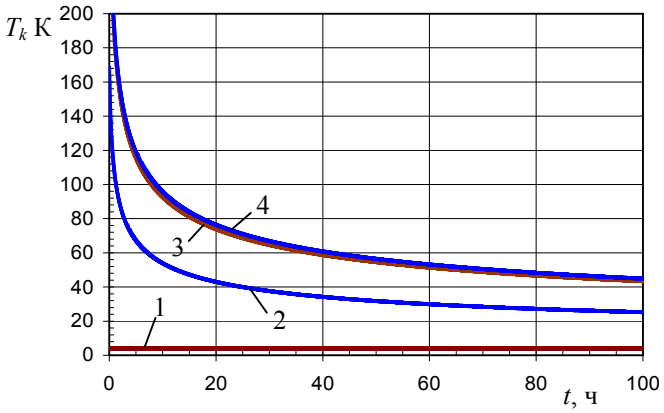


Рис. 3. Изменение температур T_w и T_k по времени t для различных значений параметра ψ, 1 – T_k (ψ = 0), 2 – T_k (ψ = 0,1), 3 – T_w (ψ = 0), 4 – T_w (ψ = 0,1). c_w = 900 Дж/(кг·К); m_w = 5,0 кг; S = = 1,0 м^2, ε = 0,9; T_0 = 4,2 К; $T_{w,\,нач}$ = 300 К

Для оценки необходимого расхода гелия $\dot{m}$ при проведении тепловакуумных испытаний рассмотрим несколько вариантов (стратегий) его использования.

Вариант 1. Температура криоэкрана постоянно поддерживается на уровне температуры кипения гелия и весь поступающий в криоэкран радиационный тепловой поток поглощается за счет удельной теплоты испарения гелия $Q_{исп}$ = 20500 Дж/кг. В этом случае с учетом (2) можно записать

$$\dot{m} = \frac{\varepsilon\sigma S\left(T_w^4 - T_0^4\right)}{Q_{исп}}\ \left(\text{кг/с}\right), \tag{6}$$

где значение T_w определяется из решения уравнения (5) при ψ = 0.

Вариант 2. Температура криопанели поддерживается на уровне T_k по формуле (4) для ψ = 0,1. При этом конструкция криоэкрана должна обеспечивать равномерную температуру по всей его облучаемой поверхности в процессе испарения жидкого гелия и последующего нагрева образующегося газа до температуры T_k. Тогда формула для расчета расхода гелия имеет вид

$$\dot{m} = \frac{\varepsilon\sigma S\left(T_w^4 - T_k^4\right)}{Q_{\text{исп}} + c_p\left(T_k - T_0\right)}\ \left(\text{кг/с}\right), \tag{7}$$

где c_p – удельная теплоемкость газообразного гелия (c_p = 5200 Дж/(кг·К)).

Вариант 3. Учитывая, что при испытаниях обеспечивать в соответствии с формулой (4) изменяемое по времени значение температуры криоэкрана T_k достаточно сложная задача, можно в качестве компромисса ограничиться поддержанием некоторой постоянной температуры криоэкрана, например T_k = 30 К. В этом случае расход гелия также будет описываться формулой (7) при фиксированном значении T_k.

Вариант 4. На вход криоэкрана подается сразу газообразный гелий при некоторой фиксированной температуре, например $T_{\text{газ}}$ = 25 К, а его расход регулируется так, чтобы на выходе из криоэкрана температура газа повышалась не более, чем на некоторое заданное значение, например $\Delta T_{\text{газ}}$ = 7 К. Тогда формула для расчета расхода гелия имеет вид

$$\dot{m} = \frac{\varepsilon\sigma S\left(T_w^4 - T_k^4\right)}{c_p \Delta T_{\text{газ}}}\ \left(\text{кг/с}\right). \tag{8}$$

Суммарный расход гелия $G(t)$ за время испытаний t удобно выразить в литрах жидкого гелия, и он определяется по формуле

$$G\left(t\right) = \Delta G_k\left(t\right) + \frac{1000}{\rho}\int_0^t \dot{m}dt,\ \text{л}, \tag{9}$$

где ρ = 147 кг/м^3 – плотность жидкого гелия, $\Delta G_k(t)$ – суммарный расход гелия при нестационарном захолаживании самого криоэкрана в процессе испытаний с учетом его массы и теплоемкости. Как показывают расчеты, для всех рассматриваемых вариантов величина $\Delta G_k(t)$ намного меньше второго слагаемого в (9), поэтому далее эта добавка не рассматривается.

На рис. 4 для всех четырех вариантов представлены графики изменения суммарного расхода гелия в процессе испытаний. Как и ожидалось, вариант 1 с поддержанием температуры криоэкрана T_k на уровне температуры кипения гелия самый затратный. Наиболее экономичен вариант 2, когда температура криоэкрана обеспечивает снижение поглощаемого радиационного теплового потока всего не 10%, а температура радиатора холодильника практически не отличается от оптимальной. Реализация вариантов 3 и 4 зависит от конкретных условий эксплуатации криогенного оборудования, но даже в этих случаях расход гелия существенно ниже, чем для варианта 1, а температуры радиатора холодильника в обоих случаях не превышают уровень кривой 4 на рис. 3.

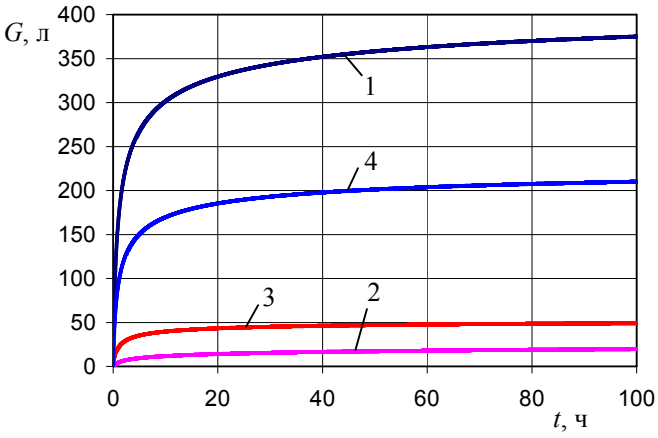


Рис. 4. Изменение расхода жидкого гелия G по времени t для различных стратегий его использования, 1 – вариант 1, 2 – вариант 2, 3 – вариант 3, 4 – вариант 4

В условиях реальных тепловакуумных испытаний потребный расход гелия может быть выше рассчитанных значений вследствие дополнительных притоков тепла в систему радиатор–криоэкран. Однако общая стратегия снижения расхода жидкого гелия за счет контролируемого поддержания температуры криоэкрана выше температуры кипения гелия остается неизменной, а выбор конкретного варианта зависит от технической оснащенности криогенного оборудования.

Литература

1. Пат. RU 113566 U1 / А. В. Воронкевич, К. А. Боярчук, Р. С. Салихов, В. В. Дербушев, С. А. Исковских, М. А. Косоротов, Л. А. Селиверстов. Радиационный холодильник.

2. Тимошенко В. П., Тулин Д. В. Тепловакуумные испытания радиационного холодильника космического аппарата «Электро-Л» с использованием автономного экрана, охлаждаемого жидким гелием // Авиакосмическая техника и технология. 2011. № 4. С. 41–47.

3. Вшивков А. Ю., Головенкин Е. Н., Шилкин О. В., Бакуров Е. Ю. Теплофизический макет пассивной системы терморегулирования космической обсерватории «Миллиметрон». Некоторые акпекты термовакуумных испытаний с жидким гелием // Решетневские чтения. Красноярск, 2014. Т. 1. С. 327–329.

4. Вшивков А. Ю., Хахленков А. В., Иванова Ю. М. Термовакуумные испытания на уровне гелиевых температур элементов космических аппаратов // Решетневские чтения. Красноярск, 2017. Т. 1. С. 235–236.

УДК 629.7.05

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОВЫХ ФАКТОРОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА НА ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТЬ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО ТЕЛЕСКОПИЧЕСКОГО МОДУЛЯ МИКРОСПУТНИКА

С. В. Цаплин, С. А. Болычев, А. Е. Романов

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева, г. Самара, Россия
tsaplin@samsu.ru

В течение последних 5-7 лет съемка поверхности Земля высокого и сверхвысокого разрешения с помощью коммерческих малых космических аппаратов (МКА) стала важнейшим источником актуальной и высококачественной видовой информации. При съемке из космоса точность положения объектов на поверхности Земли определяется координатной привязкой снимков с помощью звёздных датчиков ориентации [1]. Влияние факторов космического пространства (КП) и теплового излучения Земли приводит к изменениям точности измерений датчиков на борту МКА за счет возникновения аберраций в термодеформируемых оптических системах. К наиболее существенным следует отнести ошибки определения направления на звезды, фотограмметрическую дисторсию, термо- и барорасстраиваемость объектива [2]. В настоящее время для достижения высокой точности координатной привязки применяются звездные датчики с точностью не хуже 1-2", что соответствует точности пространственного разрешения координатной привязки 10 м и частотой обновления информации не ниже 10 Гц.

Астродатчики способны обеспечивать в составе системы управления МКА решение четырех основных задач – астроориентации, астрокоррекции, астронавигации и определения положения осей МКА в инерциальном пространстве – в течение всего времени активного существования МКА. В связи с постоянным повышением требований к качеству космических снимков поверхности Земли повышаются и требования к точности астроориентации. Так, в ближайшей перспективе достижение точности астроориентации не хуже 0.1–0.01″ потребует более тщательных исследований по разработке тепловых режимов эксплуатации астродатчиков с пропорциональным снижением диапазона разброса температур как оптических систем, производящих съемку поверхности Земли, так и самих астродатчиков.

Одним из способов увеличения точности ориентации МКА является астроориентация без использования астродатчиков, т. е. только с помощью оптической системы (чаще всего телескопического типа), производящей съемку поверхности Земли. Так, известен космический телескоп «Виктория» МКА «Аркон-1» [3, 4], адаптированный для получения качественного изображения земной поверхности. Он выполнен по классической двухзеркальной схеме Ричи–Кретьена с исправленной фокальной поверхностью, и имеет один входной зрачок. Недостатком данного телескопа можно считать невозможность получения синхронных изображений звездного неба и земной поверхности: изображение звезд можно получить отдельно от изображения Земли при условии переориентации телескопической системы с Земли на звездное небо. Также известно, что оборудование МКА «Ломоносов» [3, 5] включает телескопическую систему, построенную по оригинальной оптической схеме на основе схемы Кассегрена, имеет два входных зрачка и предназначена для выполнения астрометрических экспериментов, в том числе и получения снимков звездного неба. Недостатком указанной оптической системы является отсутствие возможности разделения изображения Земли и звезд. Проблема разделения изображений регистрируемых объектов различной яркости на земной поверхности и на звездном небе при их синхронной съемке (по каналам с разными входными зрачками) способствует более всего снижению точности координатной привязки снимков, поскольку яркость звезд на несколько порядков ниже яркости земной поверхности.

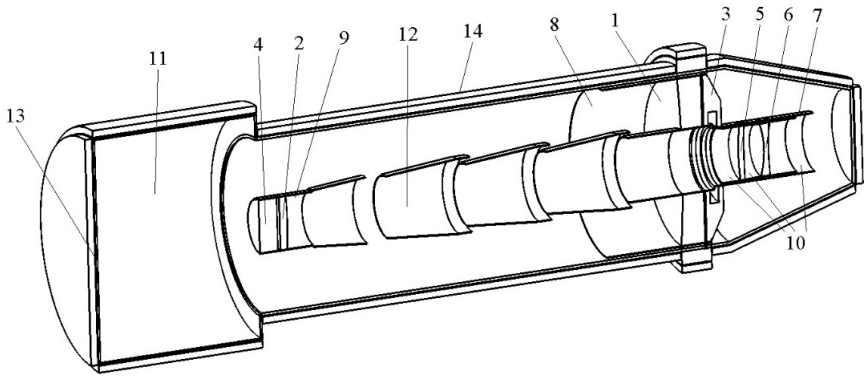
Авторы патента [3] предлагают с помощью двухканального космического телескопа решить задачу одновременного наблюдения Земли и звезд с достаточным количеством звезд одновременно с получением изображения земной поверхности для обеспечения уменьшения погрешности координатной привязки этого изображения.

В [6] подробно описывается конструкция узкопольного датчика звёздной ориентации, выполненного по оптической схеме Ричи–Кретьена с линзовым афокальным корректором. Изложены конструктивные подходы для обеспечения температурной стабильности оптической системы и оптимальных тепловых режимов систем датчика, но не исследуется влияние тепловых факторов КП во время получения изображения звёздного неба.

Для решения задач дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) в соответствии с программой управления движения МКА в околоземном КП астроориентация оптико-электронного телескопического модуля (ОЭТМ) производится непрерывно в течение всего времени активного существования.

Исследования различных авторов [2–5] по созданию комплекса приборов по наблюдению поверхности Земли и звёздного неба не рассматривали влияние тепловых факторов для получения качественного изображения.

Целью данной работы является исследование влияния тепловых факторов КП на работоспособность ОЭТМ МКА для получения качественных изображений поверхности Земли и звездного неба. Ниже рассматривается ОЭТМ микроспутника на основе зеркально-линзового объектива (схема Ричи–Кретьена с корректором поля), оснащенного информационной прецизионной системой обеспечения теплового режима (ИПСОТР) на основе плёночных электронагревателей. Общий вид модели ОЭТМ приведен на рисунке.



Модель зеркально-линзового ОЭТМ МКА: 1 – главное зеркало, 2 – вторичное зеркало, 3 – узел главного зеркала, 4 – узел вторичного зеркала, 5 – линза 1, 6 – линза 2, 7 – линзовый корректор, 8 – нагреватель главного зеркала, 9 – нагреватель вторичного зеркала, 10 – нагреватели линз, 11 – бленда ОЭТМ, 12 – бленды зеркал, 13 – крышка ОЭТМ, 14 – ЭВТИ

Физико-математическое моделирование тепловых режимов МКА для обеспечения термостабильности бортовых оптических систем предполагает не только моделирование твердотельных элементов ОЭТМ, но и моделирование условий эксплуатации космических аппаратов в условиях орбитального движения над поверхностью Земли. В работе [7] рассмотрен комплекс геометрооптических моделей, позволяющих моделировать поведение световых потоков при попадании с поверхности Земли и Солнца на входной зрачок оптических систем, предназначенных для съемки поверхности Земли и звездного неба. С целью упрощения расчетов введена новая (геоэклиптическая) система координат, позволяющая простым образом моделировать орбитальное движение маневрирующего МКА вокруг Земли с одновременным учетом движения Земли вокруг Солнца, а также изменяющееся с широтой и долготой альбедо поверхности вращающейся вокруг своей оси Земли. Применение изложенных в [7] способов расчета освещенности без ограничения общности применимы к расчету плотности тепловых потоков, приходящих на входной зрачок любых оптических систем. При этом световой поток от поверхности Земли сопоставляется отраженному от поверхности Земли тепловому потоку, световой поток от Солнца сопоставляется тепловому потоку, также приходящему напрямую от Солнца, а способ расчета собственного теплового излучения поверхности Земли легко выводится из имеющихся соотношений путем введения калорической яркости поверхности Земли. Таким образом, исследование влияния факторов КП и теплового излучения Земли на качество изображения снимков в течение любого промежутка времени подразумевает моделирование теплового воздействия Земли и Солнца на термомеханическое состояние ОЭТМ с последующим исследованием стабильности указанного состояния при комбинациях различных режимов съемки, различных режимов работы системы обеспечения теплового режима (СОТР) МКА и различных по составу СОТР.

В [8, 9] проводятся исследования в экспериментальном и теоретическом плане об использовании плёночных электронагревателей в качестве ИПСОТР для обеспечения стабильного теплового режим ОЭТМ при несимметричном распределении тепловых потоков: с одной стороны корпуса МКА – теплового потока от Солнца, а с другой стороны (теневая область) – факторов КП. Для достижения стабильного теплового режима плёночные нагреватели распределены определённым образом с учётом конструктивных особенностей расположения оптических элементов.

В данном исследовании моделируются тепловые потоки: 1) воздействующие на наружную оболочку МКА; 2) попадающие на входной зрачок ОЭТМ от Земли в соответствии с условиями эксплуатации МКА; 3) в режиме астроориентации с учетом воздействия факторов КП. Полученные исходные данные используются в решении связанной начально-краевой задачи термоупругости конструкции ОЭТМ и представляют собой нелинейные граничные ус-

ловия 2-го рода, задаваемые в соответствии с законом Стефана–Больцмана. При этом локальная плотность теплового потока $q(\mathbf{r}, t)$ в системе выпуклых и вогнутых (самооблучаемых) поверхностей ОЭТМ в общем случае находится из решения интегрального уравнения Фредгольма 2-го рода

$$q(\mathbf{r}_m, t) + \varepsilon_m \sigma T_m^4 = W(\mathbf{r}_m, V_{mn}, t) + \varepsilon_m \int_G K(\varepsilon_n, V_{mn}, t) \left[\sigma T_n^4 + \frac{1-\varepsilon_n}{\varepsilon_n} q(\mathbf{r}_n, t) \right] dG, \qquad (1)$$

где m = [1, M] – порядковый номер элемента неизотермической поверхности ОЭТМ, n = [1, N] – порядковый номер элемента неравнояркой поверхности Земли (N определяет число разбиений видимой с борта МКА поверхности Земли на элементы равной площади [7]), $\mathbf{r}_m$, $\mathbf{r}_n$ – радиус-векторы центров элементов поверхностей ОЭТМ и Земли соответственно, G – граница области пространства, занимаемая поверхностями за исключением поверхности Земли, ε_m, ε_n – степени черноты, K – интегральное ядро, T_m, T_n – температуры элементов поверхностей, V_{mn} – фактор видимости элементов поверхностей ОЭТМ и Земли (1 – при их видимости, 0 – в отсутствие). Слагаемое W определяется суммой плотностей тепловых потоков от первичных источников тепла, т. е. от поверхности Земли, Солнца и источников внутри тел на борту КА, ограниченных неизотермическими поверхностями. Второе слагаемое правой части определяется суммой плотностей вторичных источников тепла, которые формируются за счет многократного лучистого теплопереноса и, собственно, создают тем самым эффект самооблученности.

Для решения начально-краевой задачи термоупругости требуется найти распределение плотности тепловых потоков на поверхности ОЭТМ. Полученные из решения интегрального уравнения (1) используются для расчетов полей температур и смещений оптических элементов в ПП ANSYS. По причине связанности плотности теплового потока и температуры поверхности ОЭТМ, как это показано в левой части (1), допустима только повторяющаяся последовательность решений (1) и начально-краевой задачи в ПП ANSYS по данным, полученным из решения (1), на каждом шаге по времени. Далее, по результатам расчетов в ПП ANSYS производится импорт расчетных данных 3D-твердотельной модели оптических элементов в программу для расчета аберраций и качества изображения оптических систем и проводится оптический расчет.

Интерполяция 3D-полей смещений оптических поверхностей, используемая в оптических расчетах, позволяет учесть несимметричность распределения полей температур и смещений и получить в итоге искомую картину изменений точности координатной привязки МКА по сравнению с некоторым начальным (референциальным) состоянием ОЭТМ, в котором погрешность привязки определяется только ошибками системы управления орбитальным движением МКА [1].

В данной работе проводятся исследования по обеспечению термостабилизации ОЭТМ и качества изображения звёздного неба в режимах съемки поверхности Земли и астроориентации, а также в аварийном режиме работы ОЭТМ, в котором наблюдаются существенные изменения оптических характеристик по причине отказа СОТР и т. п. С целью достижения указанной выше точности астроориентации не хуже 0.1–0.01″ в работе показана эффективность использования автоматизированной ИПСОТР.

Литература

1. Цаплин С. В., Болычев С. А. Обеспечение теплового режима блока определения координат звёзд системы астроориентации космического аппарата на основе решения связанной термоупругой задачи // Вестн. Самарского гос. аэрокосмического ун-а. 2016. Т. 15, № 2. С. 90–101.

2. Романов А. Е., Куклев И. К. Расчет точности привязки космофотоснимков КТА к планово-высотной основе карт // Геодезия и картография. 2002. № 11. С. 25–31.

3. Пат. № 216.013.25BF от 10.02.2015 / И. В. Самойлов, И. В. Москатиньев. Двухканальный космический телескоп для одновременного наблюдения земли и звезд (варианты).

4. Космический полет НПО им. С. А. Лавочкина. М.: Изд. МАИ-ПРИНТ, 2010. – 692 с.

5. Космический астрометрический эксперимент «Ломоносов» // Сб. науч. тр. МГУ им. М. В. Ломоносова. Гос. астрон. ин-т им. П. К. Штернберга; М.: Изд. МГУ, 1992. С. 191.

6. Стекольщиков О. Ю., Захаров А. И., Прохоров М. Е. Конструктивные особенности узкопольного звёздного датчика ГАИШ МГУ с зеркальным объективом // Сб. тр. «Современные проблемы ориентации и навигации космических аппаратов» М.: ИКИ РАН, 2013. С. 69–79.

7. Романов А. Е. Математическая модель экспонирования снимков неравнояркой поверхности Земли // Исследование Земли из космоса. 2012. № 6. С. 34–61.

8. Цаплин С. В., Болычев С. А., Мишагин Б. С., Шеманаев Д. В. Экспериментальные исследования макета оптико-телескопического комплекса космического аппарата при воздействии тепловых факторов космического пространства в лабораторных условиях // Вестн. Самарского гос. ун-та. Естественная серия. 2014. Т. 118, № 7. С. 134–143.

9. Цаплин С. В., Болычев С. А. Моделирование теплового режима оптико-электронного телескопического комплекса микроспутника // Изв. ВУЗов. Приборостроение. 2018. Т. 6, № 5. С. 430–436.

УДК 532.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ЗАМКНУТОГО ДВУХФАЗНОГО ТЕПЛОПЕРЕДАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА

А. В. Шаповалов, А. В. Родин, Н. М. Кидун, Т. Н. Никулина

Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого, г. Гомель, Республика Беларусь

Утилизация тепла с помощью тепловых труб и термосифонов представляет определенный интерес. Некоторые иностранные компании начали разрабатывать свои теплообменники с использованием замкнутых двухфазных теплопередающих устройств, термосифонов. Термосифоны – герметично запаянные трубки с теплоносителем внутри, который закипает у нагретой поверхности трубки и конденсируется у охлажденной. Одной из таких компаний является итальянская компания Cominter, которая производит фреоновые рекуперативные теплообменники (RCD) – аппараты, разделенные на две части, через одну из которых осуществляется вход воздуха, через другую – выход. [1]. Подробно такие устройства и области их применения описаны в [2].

Для исследования процессов, протекающих в полости термосифонов, на кафедре «Промышленная теплоэнергетика и экология» учреждения образования «Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого» был изготовлен экспериментальный стенд, представленный на рис. 1. На специально спроектированной стойке 2 размещен термосифон 1. Стойка обеспечивает поворот устройства в вертикальной плоскости от горизонтального до вертикального положения. Для подвода теплового потока к испарителю термосифона служит спиральный электрический нагреватель. Подводимая мощность к нагревателю

регулируется при помощи лабораторного автотрансформатора 3. Величина подводимой электрической мощности определяется по показаниям амперметра 4 типа М1104 и вольтметра 5 типа М1108, установленных на рабочем столе. Также на рабочем столе расположен компьютер для сбора данных 6, измеритель-регулятор 7, в конце транспортной зоны расположен манометр 8.

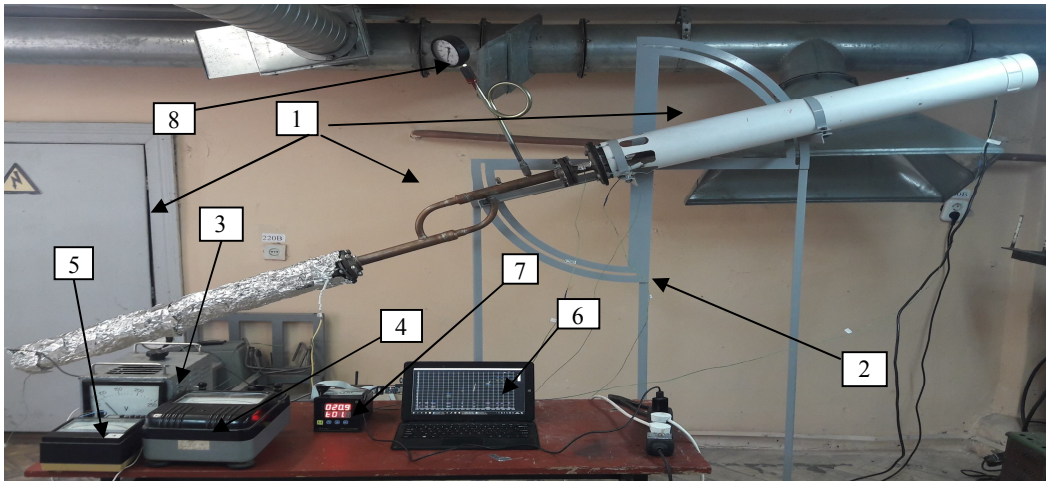


Рис. 1. Экспериментальный стенд для исследования работы двухфазного теплопередающего устройства

Для снижения тепловых потерь в устройстве применена трубчатая изоляция K Flex Solar HT на основе вспененного каучука. Преимущества данного теплоизоляционного материала в том, что он может использоваться при температуре до плюс 150 градусов. Для регистрации температуры насыщения и давления внутри устройства подобран и установлен манометр в конце транспортной зоны. Для измерения температуры использовались 9 хромель-копелевых термопар с диаметром проводников 0,2 мм. Термопары устанавливались на внешние поверхности труб. Предварительно места установки были зачищены и обезжирены для обеспечения лучшего контакта термопары со стенкой испарителя и конденсатора термосифона. Сбор информации производился с помощью измерителя-регулятора с последующей передачей показаний температуры на компьютер.

Методика проведения опытов заключалась в ступенчатом увеличении подводимого теплового потока к испарителю термосифона с определенным интервалом между приращениями тепловой нагрузки для стабилизации изменяющихся параметров. Охлаждение зоны конденсации производилось вентилятором в кожухе кольцевого канала при переменном расходе воздуха.

В качестве изменяемых параметров эксперимента были определены вид жидкости, заправляемой в термосифон, объем заправляемого теплоносителя, величина подводимого теплового потока к испарителю и угол поворота термосифона относительно горизонтальной плоскости.

Условия проводимых экспериментов:

– заправляемые в термосифон жидкости – дистиллированная вода, этиловый спирт, озонобезопасный хладагент R134a;

– объем заправляемой жидкости – 250 мл (1/4 объема испарителя), 500 мл (1/2 объема испарителя);

– углы наклона термосифона относительно горизонтальной плоскости – 0°, 30°, 35° и 40°;

– подводимая тепловая нагрузка к испарителю: эксперименты с водой и этиловым спиртом – от 227,7 до 481,5 Вт (2530–5350 Вт/м^2), эксперименты с фреоном R134a – от 21,5 до 238 Вт (238,9–2643,3 Вт/м^2).

При проведении экспериментов было установлено, что влияние угла наклона термосифона относительно горизонтальной плоскости на его работу проявляется только при заправке устройства водой (объем 500 мл) в интервале подводимых тепловых нагрузок до 350 Вт. При увеличении угла наклона установлено незначительное увеличение интенсивности теплообмена как в зоне испарения, так и в зоне конденсации.

Из рис. 2, 3 можно сделать вывод, что изменение положения термосифона в пространстве в вертикальной плоскости в диапазоне увеличения угла наклона от 0 до 40° при объеме заправки этиловым спиртом и хладагентом R134a 250 мл и 500 мл не влияет на интенсивность теплообмена при работе термосифона.

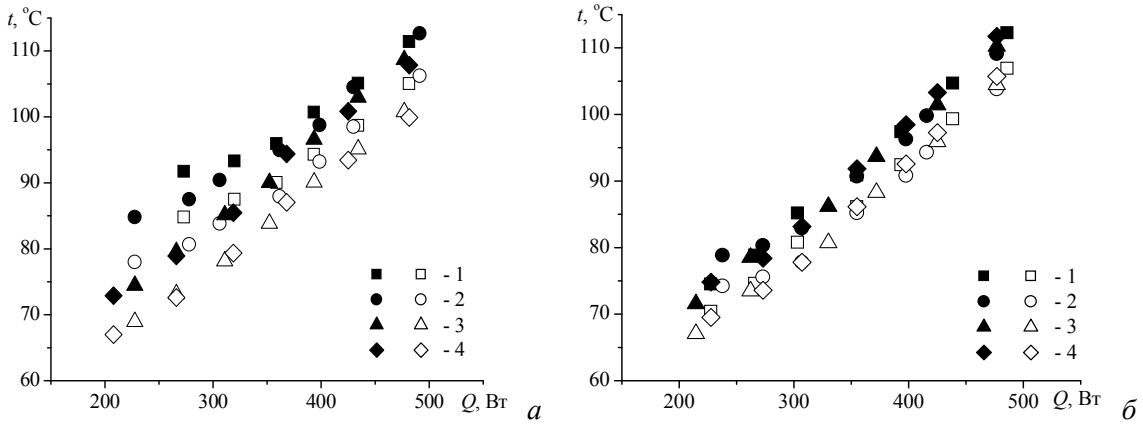


Рис. 2. Средние температуры испарителя и конденсатора в зависимости от подводимого теплового потока Q и угла наклона термосифона относительно горизонтальной плоскости (теплоноситель – вода): объем заправки 500 мл (*а*), объем заправки 250 мл (*б*); 1 – угол наклона 0°, 2 – 30°, 3 – 35°, 4 – 40°; темные точки – испаритель, светлые – конденсатор

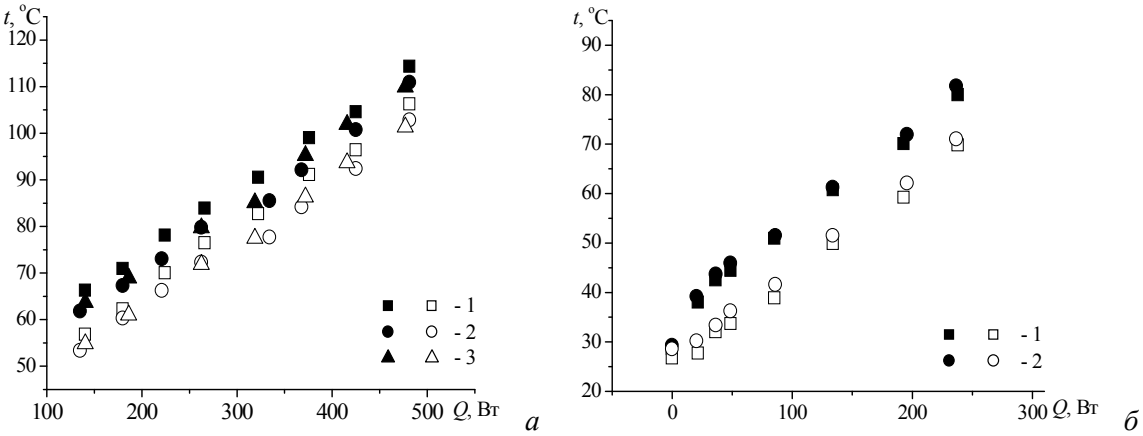


Рис. 3. Средние температуры испарителя и конденсатора в зависимости от подводимого теплового потока Q и угла наклона термосифона относительно горизонтальной плоскости: теплоноситель – этиловый спирт (а), хладагент R134a (б); 1 – угол наклона 0°, 2 – 30°, 3 – 35°; темные точки – испаритель, светлые – конденсатор

Одной из возможных областей применения теплообменных аппаратов с термосифонами является использование их в качестве маслоохладителей газотурбинной установки.

Температура слива масла с подшипников турбины составляет 60–70 °С, а температура слива масла из редуктора – 75–80°С, что позволяет использовать в теплообменных аппаратах с термосифонами в качестве внутреннего теплоносителя не только фреон, но и дистиллированную воду при создании достаточного уровня разрежения при заправке термосифона.

В качестве охлаждающей среды, поступающей на конденсатор теплообменника с термосифонами, можно использовать 50% раствор вода–этиленгликоль, который затем подается

на «сухие» вентиляторные градирни для охлаждения. Добавление этиленгликоля в охлаждающую среду позволяет избежать возникновения ледяных пробок в зимнее время в наружных циркуляционных трубопроводах контура охлаждения турбины.

Возможная схема применения маслоохладителя газовой турбины с термосифонами приведена на рис. 4. Также теплообменные аппараты с термосифонами можно применять в схемах воздухоохладителя газовой турбины, в схемах вентиляции, кондиционирования и осушения воздуха. Принципиальная технологическая схема установки для осушения воздуха представлена на рис. 5.

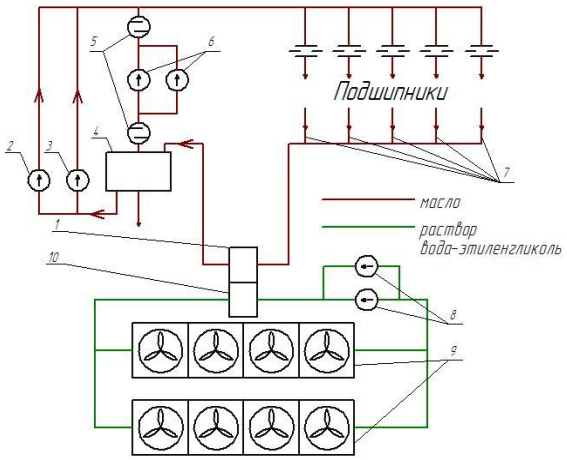


Рис. 4. Схема применения маслоохладителя газовой турбины с термосифонами: 1 – испаритель маслоохладителя с термосифонами; 2 – вспомогательный масляный насос; 3 – аварийный масляный насос; 4 – маслобак газовой турбины; 5 – масляные фильтры; 6 – масляные насосы; 7 – сливы масла с подшипников газовой турбины и из редуктора; 8 – насосы контуров градирен ГТУ; 9 – градирни контура ГТУ; 10 – конденсатор маслоохладителя с термосифонами

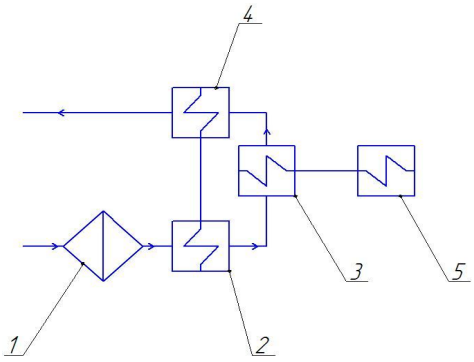


Рис. 5. Технологическая схема установки для осушения воздуха: 1 – блок фильтрации воздуха; 2 – испаритель теплообменника на основе тепловых труб; 3 – испаритель парокомпрессионной холодильной машины; 4 – конденсатор теплообменника на основе тепловых труб; 5 – конденсатор парокомпрессионной холодильной машины

Преимущество разрабатываемого устройства по сравнению с уже существующими аналогами: уменьшение эксплуатационных затрат за счет снижения мощности парокомпрессионной холодильной машины, снижение потребления электроэнергии. Это позволяет использовать устройство в системах с ограниченной мощностью, например, получающих электроэнергию от солнечных батарей.

Литература

1. Cominter. [Электронный ресурс]. Режим доступа http://www.comintersrl.com. Дата доступа 10.11.2019.

2. Васильев Леонард Л., Васильев Леонид Л., Журавлев А. С., Рабецкий М. И., Шаповалов А. В., Родин А. В. Пародинамические термосифоны и их применение в тепловом оборудовании различного назначения // Тепло- и массоперенос–2013: сб. науч. тр. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2014. С. 12–16.

3. Васильев Л. Л., Журавлёв А. С., Шаповалов А. В., Родин А. В. Использование теплообменников на тепловых трубах для кондиционирования, в области пищевой промышленности и холодильной техники // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2014. № 3. С. 85–90.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССАМИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

UDC 621.396.6.019:536.5.001.24

ESTIMATION OF THEMPERATURE FIELDS NEAR MAXIMUM FRICTION SURFACES IN METAL FORMING

S. Alexandrov[1,2], M. Vilotic[3], D. Grabco[4], D. Vilotic[3]

[1]Beihang University, Beijing, China
[2]Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Moscow, Russia
[3]University of Novi Sad, Faculty of Technical Sciences, Novi Sad, Serbia
[4]Institute of Applied Physics of the Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, Moldova

Introduction. In many cases the modeling of metalworking processes may be based on a rigid plastic material model (in a wide sense that the elastic portions of the strain rate tensor are negligible). The simplest of such models which accounts for thermal effects is a rigid perfectly plastic material with a temperature dependent yield stress. As a rule, friction occurs in metalworking processes and the most popular friction law defines the friction stress as a portion of the yield stress (Tresca law). This law is called the maximum friction law if the friction stress is equal to the shear yield stress. The present paper deals with the effect of this friction law on the temperature field in the vicinity of the friction surface for the rigid perfectly plastic material with the temperature dependent yield stress. The study is based on the known asymptotic behavior of the velocity field near surfaces with maximum friction for rigid perfectly plastic materials with a constant yield stress. These results for different yield criteria and different modes of deformation have been obtained in Refs [1–5]. All of these studies showed that the velocity tangent to the surface with maximum friction follows a square root law near such a surface. In the present paper it is shown that this singular behavior of the velocity field also occurs for materials with a temperature dependent yield stress. Therefore, the plastic work rate, which is involved in the equation of heat conduction, approaches infinity at the friction surfaces. This leads to singular behavior of the temperature field in the vicinity of these surfaces since some of the temperature derivatives approach infinity at the friction surface. Such behavior is quite different from that in the boundary layer theory in fluid mechanics [6] where temperature derivatives may be very high, but are, nevertheless, finite. Therefore, solution methods developed in this theory may not work for the material model and the friction law under consideration.

It is shown that steady and nonsteady processes should be treated separately. It is because in nonsteady processes the time derivative of the temperature must approach infinity at the beginning of the process whereas in steady processes this derivative is always zero.

A method to deal with a boundary layer where derivatives approach infinity is proposed.

Singular behavior of the plastic work rate in thermoplasticity. We will investigate a system of equation of thermoplasticity in the form

$$\sigma_{ij,j} = 0, \tag{1}$$

$$s_{ij}s_{ij} = 2k^2, \tag{2}$$

$$\xi_{ij} = \lambda s_{ij}, \tag{3}$$

$$c\rho dT/dt = \alpha \text{divgrad} T + \eta Q, \tag{4}$$

in the vicinity of a surface of the maximum friction where

$$\tau_f = k. \tag{5}$$

Here (1) are the equilibrium equations, (2) is Mises yield criterion, (3) is the associated flow rule, and (4) is the equation of heat conduction. Also, σ_{ij} are the components of the stress tensor, s_{ij} are the deviatoric portions of σ_{ij}, ξ_{ij} are the components of the strain rate tensor, T is the absolute temperature, $\lambda \geq 0$ is a scalar multiplier, Q is the mechanical work rate, η is a constant coefficient which defines a part of Q inverted into the heat, and τf is the friction stress. It is assumed that the specific heat, c, the density of the material, ρ, and the conductivity, f, are constants whereas the shear yield stress, k, is a function of the temperature.

Let f be a tool surface where condition (5) is satisfied, and consider Eqs (1)–(4) at an arbitrary point, M, on that surface. The tool is regarded as fixed. The Cartesian coordinate system is taken to be situated at M with the x_3 – axis directed along the normal to f, away from the rigid tool and toward the plastic material. The x_1 – axis is directed along the velocity vector at M, and the x_2 – axis perpendicular to to both x_1 and x_2 forming a right-hand system. Because the friction force is always directed opposite to the velocity vector the x_2 – axis coincides with one of the principal directions of the stress tensor and, in the case of the maximum friction law (5),

$$s_{13} = k. \tag{6}$$

Substituting (6) into (2) shows that the other components of the tensor s_{ij} are zero

$$s_{ij} = 0 \quad \text{(except } s13\text{)}. \tag{7}$$

Now if we assume $\lambda < \infty$ Eq. (3) combined with Eqs (7) give

$$\xi_{ij} = 0 \quad \text{(except } \xi_{13}\text{)}. \tag{8}$$

But this is impossible for arbitrary flows. A good example is an steady axisymmetric flow. In this case the circumferential strain rate, which is equal to ξ_{22} in our nomenclature, is defined by the radial velocity and not by derivatives. Thus, is sliding occurs this velocity is not zero and, the circumferential strain rate is not zero. Hence, it is necessary to take

$$\lambda \to \infty \quad \text{as} \quad x_3 \to 0. \tag{9}$$

From Eqs (3) we obtain at the point M

$$\xi_{13} = \lambda k. \tag{10}$$

Thus from Eq. (9) and since $k \neq 0$ we must have

$$\xi_{13} \to \infty \quad \text{as} \quad x_3 \to 0. \tag{11}$$

Based on this condition, asymptotic analyses of Eqs (1), (2) combined with different yield criteria with a constant shear yield stress have been carried out in Refs [1–5]. In particular, in Ref. [5] it has been shown that for materials obeying quite arbitrary smooth yield criterion the asymptotic

analysis may be based on Mises criterion (2). Moreover, in these works special cases when Eqs (8) might be satisfiedfor example for planar flows, are mentioned and considered. In the present paper we assume that Eqs (8) are not satisfied and, thus, (11) holds.

Introduce the two order symbols $O[w(x_1, x_2, x_3)]$ and $o[w(x_1, x_2, x_3)]$ where $w(x_1, x_2, x_3)$ is an arbitrary gauge function chosen for purposes of illustration. Because we are interested in its dependence on x_3 only, the nomenclature $w(x_3)$ will be adopted in place of $w(x_1, x_2, x_3)$ in the following. A function $d(x_3)$ can be characterized as

$$d(x_3) = O\left[w(x_3)\right] \text{ as } x_3 \to 0 \qquad \text{if } \lim_{x_3 \to 0} \left| d(x_3)/w(x_3) \right| < \infty$$

and

$$d(x_3) = o\left[w(x_3)\right] \text{ as } x_3 \to 0 \quad \text{if } \lim_{x_3 \to 0} \left| d(x_3)/w(x_3) \right| \to 0 .$$

For materials with a constant shear yield stress, it has been shown in Refs [1–5] that the velocity tangent to the friction surface follows a square root rule in the vicinity of this surface

$$v_1 = v_0 + 2\mu U \sqrt{x_3/x_0} + o\left(\sqrt{x_3}\right), \tag{12}$$

where $v_0 = O(1)$, $\mu = O(1)$, and U and x_0 are appropriate dimension constants. We will check by direct substitution that Eq. (12) is valid for the material model under consideration.

In the Cartesian coordinate system Eq. (4) becomes

$$c\rho\left(\frac{\partial T}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3} v_i \frac{\partial T}{\partial x_i}\right) = \alpha \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} + \eta Q. \tag{13}$$

It follows from (11) that the plastic work rate is singular at the friction surface. Therefore, certain derivatives of T involved in Eq. (13) must approach infinity at $x_3 = 0$. However, in any case $\partial T/\partial x_3 = o(Q)$. It is because if the derivative $\partial T/\partial x_3$ were of the same order as Q, $\partial T/\partial x_3 = O(Q)$, then the second derivative $\partial^2 T/\partial x_3^2$ were of the order $Q = o\left(\partial^2 T/\partial x_3^2\right)$. The latter contradicts Eq. (13). The derivative of k with respect to x_3 is given by $\partial k/\partial x_3 = (dk/dT)\partial T/\partial x_3$ and, therefore, is

$$\partial k/\partial x_3 \le O\left(\int Q dx_3\right). \tag{14}$$

It follows from (12) that

$$\xi_{13} = O\left(x_3^{-1/2}\right). \tag{15}$$

The yield criterion (2) and its associated flow rule (3) do not involve derivatives of k. Therefore, these equations are satisfied by (12), as shown in Refs [3, 5] for materials with k = const, if

$$s_{13} = k + O(x_3). \tag{16}$$

This representation is consistent with Eqs (6), (7). The difference from the analysis given in Refs [3, 5] appears in the equilibrium equation which involves the derivative $\partial s_{13}/\partial x_3$. It follows from (7), (15) and (16) that

$$Q = O\left(x_3^{-1/2}\right). \tag{17}$$

Combining (14) and (17) we have

$$\partial k/\partial x_3 \le O\left(\sqrt{x_3}\right). \tag{18}$$

One can see from (16) that in the vicinity of the friction surface the first term of $\partial s_{13}/\partial x_3$ given by (18) is negligible as compared with the second term which is of order of unity. Therefore, the dependence of k on T does not influence the asymptotic analysis of the mechanical equations carried out in Refs [3, 5] and the plastic work rate involved in the equation of heat conduction (13) is determined from (7), (12) and (16) as

$$Q = (1/2)kU|\mu|\left(x_3 x_0\right)^{-1/2} + o\left(x_3^{-1/2}\right). \tag{19}$$

Asymptotic analysis of the heat conduction equation. The analysis of the heat conduction equation is quite different for steady and nonsteady processes. We first consider steady processes. In this case $\partial T/\partial t = 0$ and Eq. (13) reduces to

$$c\rho\sum_{i=1}^{3} v_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \alpha\sum_{i=1}^{3}\frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} + \eta Q. \tag{20}$$

As it has been mentioned before, the derivative $\partial T/\partial x_3$ is bounded. Therefore, in order to satisfy (17) and (20) we must put

$$\partial^2 T/\partial x_3^2 = O\left(x_3^{-1/2}\right). \tag{21}$$

Using Eq. (19) we may rewrite Eq. (21) in the following form

$$\alpha\,\partial^2 T/\partial x_3^2 = -(1/2)\eta k|\mu|\left(x_3 x_0\right)^{-1/2} \tag{22}$$

in the vicinity of the friction surface. In Ref. [5] the coefficient $|\mu|$ has been named the strain rate intensity factor by analogy to the stress intensity factor in linear elastic fracture mechanics because this coefficient stays at the singular term in the expression for the effective strain rate. Equation (22) shows that this factor is also involved in the coefficient at the singular term of the equation of the heat conduction. Moreover, Eq. (22) shows that the component of the input heat flux normal to the friction surface increases very fast with respect to x_3 near this surface. Equation (22) can be integrated to give

$$\alpha T = \alpha T_0 - q_0 x_3 - (2/3)\eta k_0 |\mu| U x_3^{3/2} x_0^{-1/2}, \tag{23}$$

where T_0 is the surface temperature, q_0 is the input heat flux at the surface and k_0 is the shear yield stress at the surface. We have assumed that the change in k is significant within the thin layer adjacent to the friction surface. As it is seen from Eq. (23) this is a reasonable assumption since the temperature field is smooth enough in the vicinity of this surface. However, Eq. (21) can be integrated with k as a known function of T if necessary.

In the case of nonsteady processes, one should deal with Eq. (13) in place of (20). If the derivative $\partial T/\partial t$ would be bounded, then one would obtain the distribution (23) again. However, for nonsteady processes the temperature field is prescribed at the initial instant, $t = 0$, and, in general, is not given by (23) and itys second derivative with respect to x_3 is bounded. So, to satisfy (13) and (17) one must assume that $\partial T/\partial t \to \infty$. On the other hand, this condition cannot be satisfied for any finite period of time that would lead to the infinite temperature at the friction surface. Therefore, the only possible behavior of solution is given by

$$\begin{aligned} &\partial T/\partial t \to \infty && \text{as} \quad t \to 0, \\ &\partial T/\partial t < \infty \quad \text{but} \quad \partial^2 T/\partial x_3^2 \to \infty && \text{as} \quad t > 0. \end{aligned} \tag{24}$$

At $t > 0$ the distribution of the temperature is described by Eq. (23). It is clear from Eq. (24) that the solution is very singular at the vicinity of the friction surface at the initial instant. This may lead to difficulty with numerical calculations. In particular, an effective method to solve a class of thermomechanical problems where the temperature gradient is very high in one direction has been proposed in Ref. [7]. This method has been developed to overcome difficulty with other numerical methods for this class of problems. However, this method would also fail for problems with the maximum friction [7].

An approach to treat the surface layer. Problems of steady flow and developed nonsteady flow can be, in general, solved using the distribution of the temperature in the vicinity of the friction surface given by (23). However, it should be quite difficult to deal with nonsteady problems at the beginning of the process when the solution is describable by (24). Probably, the best is to use integral form of Eq. (13). For these purposes we rewrite this equation, with the use of (19), in the vicinity of the friction surface in the following form

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x_3^2} + \frac{k\eta|\mu|U}{2\sqrt{x_3 x_0}}.$$

Integrating this equation with respect to x_3 from 0 to $H << 1$ we obtain

$$c\rho \frac{dT_{av}}{dt} = \frac{q_0 - q_H}{H} + \frac{\eta k_0 |\mu| U \sqrt{H/x_0}}{H}, \tag{25}$$

where q_H is the output flux at $x_3 = H$ and the average temperature, T_{av}, is defined by

$$T_{av} = \frac{1}{H} \int_0^H T dx_3,$$

and is a function of t and in-plane coordinates on the friction surface. Equation (25) does not have singular terms and can be, in general, integrated to connect the flux q_H and the average temperature. Since the change in the temperature is not sharp, its distribution within the layer may be taken to be linear. Then,

$$T_{av} = (T_0 + T_H)/2, \tag{26}$$

where T_H is the temperature at $x_3 = H$. Equations (25) and (26) should be included in a numerical algorithm used to solve the entire problem.

Integral form of the equation of heat conduction combined with the temperature field given by Eq. (23) can be applied to obtain an approximate analytical solutions.

Conclusion. The asymptotic analysis of the system of equation of thermoplasticity in the vicinity of the surfaces with maximum friction has been performed. The temperature distribution near the friction surfaces has been found for steady flows and well developed nonsteady flows. Singular behavior of the solution near the friction surfaces at the beginning of the process has been discussed and a method to treat this singular behavior has been proposed.

This work was carried out within the framework of a joint project supported by grants RFBR-18-51-76001 (Russia), 359 (Ministry of education, science and technological development, Serbia) and 18.80013.16.02.01/ERA.Net (Moldova).

References

1. Sokolovskii V. V. Equations of plastic flow in surface layer // Prikladnay Matematika i Mechanika (PMM). 1956. Vol. 20. P. 328 [in Russian].

2. Alexandrov S. E., Druyanov B. A. Friction Conditions for Plastic Bodies // Izv. AN SSSR MTT (Mechanics of Solids). 1992. Vol. 27, No. 4. P. 110–115.

3. Alexandrov S. E. Velocity field near its discontinuity in an arbitrary flow of an ideal rigid-plastic material // Izv. AN SSSR MTT (Mechanics of Solids). 1995. Vol. 30, No. 5. P. 111–117.

4. Alexandrov S. E., Richmond O. Asymptotic behavior of velocity field near surfaces with maximum friction for axisymmetric plastic flow of tresca material // Dokl. Acad. Nauk (Sov. Phys. Dokl.). 1998. Vol. 360, No. 4. P. 480–482 [in Russian].

5. Alexandrov S. E., Richmond O. Asymptotic plastic flow fields near surfaces of maximum friction stress // Int. J. Nonlinear Mech. 1998. Vol. 360, No. 4. P. 480.

6. Schlichting H. Boundary-Layer Theory. New York: McGraw-Hill, 1987.

7. Nepershin R. I. Non-isothermal plane plastic flow of a thin layer compressed by flat rigid dies // Int. J. Mech. Sci. 1997. Vol. 39. P. 899–912.

UDC 631.436

STUDYING THE EFFECT OF BOUNDARY CONDITIONS AT DEPTH ON SOIL THERMAL CONDUCTIVITY

F. D. Mikailsoy

Iğdır University, Agricultural Faculty, Iğdir, Turkey

Introduction. Soil temperature is one the most important factors affecting physical, chemical, and biological characteristics of soils. Soil temperature influences processes such as seed germination, plant growth and development, soil moisture flow and availability to plants, aeration, structure formation, microbiological activity, decomposition of crop residues, availability of plant nutrients, freeze-thaw events. In addition, soil temperatures have decisive influence on soil formation and processes such as transformation and translocations of matters in soil profile. The main thermal characteristics of soil are the coefficients of volumetric heat capacity, thermal conductivity, thermal diffusivity, thermal absorptivity (assimilability), heat flow on the soil surface and the damping depth of diurnal temperature waves. Knowing the above characteristics of the soil can bring a solution to such a modern problem as forecasting the thermal regime of soils [1–6].

Determination of these parameters is important to understand behavior of soil thermal regime and manage soil temperature at field scale. Several methods are available to model soil thermal properties, including apparent diffusivity, from observed soil temperature [3, 5, 7–12] . All of these researchers and others noted that most of these models are based on solutions of the one-dimensional heat equation with constant diffusion.

In modeling heat-transfer processes in soil, there is a need for analysis of solution of heat-transfer equations, since for practical calculations of a thermal regime, use can be made of approximate solutions that have a simpler form and possess a sufficient accuracy, which must be, as far as possible, in fuller conformity with the physical picture of the processes of heat propagation in soil. To this end, it is expedient to make an analysis of the impact on heat transfer in soil using simplify cations most frequently used in practice and to assess the influence of boundary conditions, individ-

ual terms, and coefficients of differential equations, and the effects of the dimensions of the region on the process being described.

The objective of this study was investigate the influence of boundary conditions in the soil depth under natural conditions on the development of methods to determine the soil′s thermal diffusivity based on solution of inverse problems of a heat-transfer equation. In this case, the thermal conductivity and diffusion coefficient were predicted on the undisturbed soil profile by four different classical and two improved methods, and the results were compared.

Materials and Methods. The research was carried out by opening a profile at 2 m length and 60 cm width in the land of Iğdır University Agricultural Application and Research Center located within the borders of Melekli Municipality of Iğdır Province. The geographical location of the study area is between 39,1–39,5° East longitude and 44–44,2° North latitude. Located at 850 m above sea level, the Igdir region covers approximately 3.588 (1.479) km^2 plain exhibiting a no uniform characteristic in terms of topography.

Thermal sensors used for measuring and recording soil temperature in the soil profile with the depths of 0, 5, 10, 15, 20, 40 and 60 cm. In this study, soil temperature was measured with a portable thermal Sensor (Elitech RC-4 Mini temperature data logger). The sensor registers and stores temperature measurements in its memory. Recorded temperature degrees are stored directly and can be downloaded by users via data cable.

Selection of a model of heat transfer in soil. Heat supplied to the soil surface is redistributed in the thickness of the soil layer under the action of the created temperature gradient. Assuming that a soil is vertically homogeneous, the one-dimensional distribution of the temperature field is described by the following classical equation of heat conduction [3, 7]:

$$\partial T / \partial t = \kappa \partial^2 T / \partial z^2 \quad \left(\kappa = \lambda / C_v\right). \tag{1}$$

The temperature of the soil at the point z (m) at the time moment t (s); κ – thermal diffusivity, m^2/s; λ – thermal conductivity, W/(m·ºC); $C_v = \rho_b C_m$ – volumetric heat capacity (J/m^3·ºC); ρ_b – soil bulk density (kg/m^3); C_m – specific heat capacity (J/kg·ºC).

To solve equation (1), initial and boundary conditions are needed that reflect the natural process of heat transfer in the soil. The initial conditions correspond to the state of the variable at the zero (initial) time moment. For the theoretical description of the quasi-stationary regime problem (e.g., the daily or annual variation of the soil temperature), the initial condition is absent (so-called problems without an initial condition). The possibility of such problem setting follows from the experimentally found strict periodicity in the daily and annual temperature rhythms; therefore, any moment can be considered as separated from the beginning of the process by an infinitely long time interval [4, 14].

The most convenient characteristic that can appear as a boundary condition of the 1st kind is the dynamics of the soil surface temperature in the form of the well-known function of time, i.e., a trigonometric polynomial [3, 7, 13]:

$$T\left(0,t\right) = T_0 + \sum\nolimits_{j=1}^{m} T_j \cos\left(j\omega t + \varepsilon_j\right), \tag{2}$$

in which T_0 – average daily (or annual) temperature of the active soil surface (°C or K); T_j – amplitude of the wave at the surface level for the j^{th} harmonic (°C or K); j – index of the harmonic in the series; $\omega = 2\pi/\tau_0$ – is the angular daily (or annual) frequency; where τ_0 – is the temperature wave period (days or years), for τ_0 = 24 hours: ω = 7,27221.10^{-5} (rad/s); t – time (hours); ε_j –phase angle of the wave at the surface level for the j^{th} harmonic (radians), and m is the harmonic number.

The lower boundary condition is

$$\lim_{x\to\infty} T\left(x,t\right) = T_0. \tag{3}$$

The solution of equation (1), with the boundary conditions (2) and (3), is as follows [7]:

$$T(y,\tau) = T_0 + \sum_{j=1}^{m} \Phi_j(y,b_j)\cos\left[j\bar{\omega}\tau + \varepsilon_j - \psi_j(y,b_j)\right], \quad (4)$$

where $y = z/L$, $\tau = \kappa t/L^2$, $b_j = L\sqrt{j\pi/\tau_0\kappa}$, $\bar{\omega} = \omega L^2/\kappa$, $\Phi_j(y,b_j) = T_{aj}e^{-b_j y}$ – is the amplitude of temperature fluctuations at the dimensionless depth y; $\psi_j(y,b_j) = b_j y$.

Solution (4), usually with m = 1 or 2, was used by various researchers to estimate the thermal diffusivity parameter κ [3, 5, 7–9]. This problem was already studied by Fourier, and in the study of Kelvin [7] it was first applied in determining the temperature fluctuations of Edinburgh soil.

However, when performing practical calculations, it is not possible [5] to set the soil temperature values at infinity as initial data, since they are unknown. Therefore, in such cases, instead of (3), a condition is set on the lower boundary in the form:

$$\partial T(x = L,t)/\partial x = 0 \quad (5)$$

which more realistically describes the heat transfer process.

With this formulation of the boundary condition at the lower boundary, we obtained solutions to the heat transfer problem, which also has the form (4), where

$$\Phi_j(b_j,y) = T_j\sqrt{\frac{\mathrm{ch}(d_j)+\cos(d_j)}{\mathrm{ch}(2b_j)+\cos(2b_j)}}, \qquad \psi_j(y,b_j) = \arctan\left[\frac{\mathrm{P}_{2j}(y,b_j)}{\mathrm{P}_{1j}(y,b_j)}\right],$$

$$\mathrm{P}_{1j} = \mathrm{ch}(q_j)\cos(b_j y) + \mathrm{ch}(b_j y)\cos(q_j), \quad \mathrm{P}_{2j} = \mathrm{sh}(q_j)\sin(b_j y) + \mathrm{sh}(b_j y)\sin(q_j), \quad (6)$$

$$d_j = 2b_j(1-y), \quad q_j = b_j(2-y).$$

The thermal characteristics of the soil: coefficients of volumetric heat capacity (C_v), thermal conductivity (λ), thermal diffusivity (κ), thermal absorptive (assimilability) (e), and the damping depth (d) of diurnal temperature waves, which are calculated by the following formulas [1, 2, 4, 5]:

$$C_v = C_{m,s}\rho_b + C_{v,w}\theta, \quad \lambda = \kappa C_v, \quad d = \sqrt{\tau_0\kappa/\pi}, \quad e = C_v\sqrt{\kappa}, \quad (7)$$

where $C_{m,s}$ – specific heat of the soil's solid part, J/(kg·°C); $C_{v,w}$ – volumetric heat capacity of the soil moisture equal to $4186.6\cdot10^6$ kJ/(m^3·°C); θ – volumetric moisture content (m^3/m^3).

Methods for determining the coefficient of apparent thermal diffusion. In the present work, the so-called the four classical algorithms, were used to estimate the apparent thermal diffusivity κ, based on solving (4). These methods estimated the so called apparent thermal diffusivity. Below are the formulas that are used for the case when the daily temperature variation on the soil surface is represented by one and two harmonics. These algorithms for calculating the apparent thermal conductivity of soil k are shown in Table 1, where; $T_{min}(z)$ and $T_{max}(z)$ – are the minimum and maximum temperature values during the measurement at the depths $z = z_1$ and $z = z_2$ respectively, τ_0 – period of heat wave, $T_i(z_1)$ and $T_i(z_2)$ in the furmulas (3), (4) are the soil temperature values at the depths $z = z_1$ and $z = z_2$, respectively, at the time at the time moment (for our example τ_0 = 24 h and t_1 = 6 h, t_2 = 12 h, t_3 = 18 h and t_4 = 24 h).

Comparison of Methods. The performance of four methods was evaluated by Pearson's Correlation Coefficient (r), Coefficient of Determination (R^2), Root Mean Squared Error (RMSE, σ), Mean Absolute Percentage Error (MAPE, A), and Theil's U Statistic (UII).

Table 1

Six algorithms to determine the thermal diffusivity k

No.	Name	Formula	References
Classical algorithms			
1	Amplitude algorithm	$\kappa = \frac{\pi}{\tau_0} \frac{(z_2 - z_1)^2}{\ln^2 \left[\frac{T_{\max}(z_1) - T_{\min}(z_1)}{T_{\max}(z_2) - T_{\min}(z_2)} \right]}$	Carslaw and Jaeger, 1959
2	Phase algorithm	$\kappa = \frac{\pi}{\tau_0} \left(\frac{z_1 - z_2}{\phi_2 - \phi_1} \right)^2$	Nerpin and Chudnovskii, 1967
3	Arctangent algorithm	$\kappa = \frac{\pi (z_2 - z_1)^2}{\tau_0 \arctan^2 \left[\frac{(T_1' - T_3')(T_2'' - T_4'') - (T_2' - T_4')(T_1'' - T_3'')}{(T_1' - T_3')(T_1'' - T_3'') + (T_2' - T_4')(T_2'' - T_4'')} \right]}$	Kaganov and Chudnovsky, 1953
4	Logarithmic algorithm	$\kappa = \frac{4\pi (z_2 - z_1)^2}{\tau_0 \ln^2 \left\{ \frac{[T_1(z_1) - T_3(z_1)]^2 + [T_2(z_1) - T_4(z_1)]^2}{[T_1(z_2) - T_3(z_2)]^2 + [T_2(z_2) - T_4(z_2)]^2} \right\}}$	Kolmogorov, 1950
Improved algorithms			
5	Methods-1	$\kappa = \frac{\pi}{\tau_0} \frac{(2z_*)^2}{\ln^2 \left\{ \sum_{i=1}^{4} \left[T(z_*, t_i^*) - T(z_*, t_{i+4}^*) \right]^2 / 4T_a^2 \right\}}$	Mikayilov and Shein, 2010
6	Methods-2	$\kappa = \frac{\pi}{\tau_0} \left(\frac{L}{b_1^*} \right)^2$	

Results and Discussion. To determine the parameters of the soil′s active surface (T_0, T_i, and ε_i), we adopted one and two harmonics in condition (2). Using the measurement results for $x = 0$, that is, $T(x = 0, t_i)$ and using the least squares method, we determined the parameters of the temperature distribution of the surface of the in studied soils. Table 2 gives results of calculation of the parameters, and also statistical characteristics of approximation between – the initial data, and – the data computed from formula (2) for $n = 1$ and $n = 2$.

Table 2

Parameters of the field soils surfaces and model performance

No.	The Parameters at the soil surface	Numbers of harmonics			
		$m = 1$		$m = 2$	
1	Mean Temperature at soil surface, °C	T_0	26.8488	T_0	26.8488
2	Amplitude of oscillations of the soil surface temperature, °C	T_1	19.5764	T_2	5.5732
3	Phase shift	ε_1	2.4929	ε_2	–1.0678
Statistical approximation parameters					
1	Coefficient of Determination, %	R^2	91.77	R^2	99.21
2	Root Mean Squared Error (RMSE) T in t	σ	4.54	σ	1.48
3	Mean Absolute Percentage Error (MAPE), %	A	18.37	A	3.91
4	Normalized Standard Error or Theil’s U Statistic	UII	0.1359	UII	0.0421

As can be seen from Table 2, the introduction of the second harmonic makes it possible to determine with high accuracy the parameters of the temperature distribution on the soil surface.

Mean values for soil thermal diffusivity (κ), thermal conductivity (λ), and damping depth (d), calculated by amplitude, phase, arctangent and logarithm methods, are given in Table 3.

After determining the values of the thermal diffusivity κ, using the classical and improveds formulas (1)–(6) listed in Table 1, the values of $T(z, t)$ for the depths of 5, 10, 15, 20, 40, and 60 cm were calculated for the soil temperature.

A comparison of numerical calculations revealed that improved methods 1 and 2, with a comparison with all classical methods, give satisfactory results (see Table 4). Therefore, when modeling heat transfer in soils, it is necessary to take into account conditions of the second kind on the lower boundary. And to determine the parameter thermal diffusivity it is advisable to use Method 2.

Table 3

The mean values of the thermal diffusivity (κ), thermal conductivity (λ), damping depth (d), and heat absorptivity (e) of studies soils, calculated by six different methods

No.	Type of methods	C_v, kJ/(m^3·°C)	10^{-6}·κ, m^2/s	λ, W/(m·°C)	d, m	e, W·h$^{0.5}$/(m^2·°C)
Classical Methods						
1	Amplitude	1878.1173	0.5416	1.0172	0.1220	23.0362
2	Phase	1878.1173	6.2780	11.7908	0.4155	78.4300
3	Arctangent	1878.1173	13.2986	24.9764	0.6048	114.1498
4	Logarithm	1878.1173	0.4889	0.9183	0.1160	21.8878
Improved Methods						
5	Methods-5	1878.1173	0.2878	0.5405	0.0890	16.7917
6	Methods-6	1878.1173	0.2701	0.5074	0.0862	16.2693

Table 4

Values of parameters σ and A for comparing methods (1)–(6)

z	σ*				A			
depth	Numbering of methods				Numbering of methods			
m	1	4	5	6	1	4	5	6
0.05	3.876	3.836	3.940	1.560	12.534	12.196	11.876	3.841
0.10	3.927	3.780	3.448	2.068	12.301	11.661	10.980	4.645
0.15	3.728	3.610	3.408	2.603	11.727	11.717	12.284	6.175
0.20	3.364	3.279	3.168	2.457	11.667	11.721	12.006	5.745
0.40	3.151	3.160	3.158	1.640	12.586	12.657	12.664	3.739
0.60	3.992	3.993	3.993	2.219	16.596	16.596	16.597	5.302

*RMSE (σ) – Root Mean Squared Error, MAPE (A) – Mean Absolute Percentage Error.

Conclusions. When modeling heat transfer in soils, it is necessary to take into account conditions of the second kind on the lower boundary. And to determine the parameter thermal diffusivity it is advisable to use Method 2.

In fact, at certain depths, convective heat transfer is absent and the heat flux is zero, so it is necessary to accept the boundary conditions of the second kind i.e., conditions (5).

If the depth of profile is relatively small, then it is advisable to use Method 1, since this method also takes into account the values of the amplitude of the soil surface.

References

1. De Vries D. A. Thermal properties of soil. Physics of Plant Environment / Ed. van Wijk W. R. Amsterdam. North-Holland Publishing Company, 1963. P. 210–235.
2. Shein E. V. et al. Theories and methods of soils physics. Moscow: Grif and K, 2007.
3. Nerpin S., Chudnovskii A. F. Soil physics. Moscow: Nauka, 1967 [in Russian].
4. Mikailsoy F. D. On the influence of boundary conditions in modeling heat transfer in soil // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2017. Vol. 90, No. 1. P. 67–79.
5. Mikayilov F. D., Shein E. V. Theoretical bases the experimental methods definitions of thermal diffusivity of soil // Eurasian Soil Science. 2010. Vol. 43, No. 5. P. 536–544.
6. Erol A. S., Er F., Mikailsoy F. D. Determination of thermal properties of soil in field conditions (Cumra region – central anatolia in Turkey) // MIF-2016: XV Minsk Int. Heat and Mass Transfer Forum, May 23–26, 2016: Proceedings. Minsk: A.V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute, 2016. Vol. 2. P. 352–356.
7. Carslaw H. S., Jaeger J. C. Conduction of heat in solids. Oxford: Clarendon Press, 1959.
8. Kaganov M. A., Chudnovsky A. F. On the determination of the thermal conductivity of the soil // Izv. Acad. Sci. USSR. Geogr. 1953. Vol. 2. P. 183–191 [in Russian].
9. Kolmogorov A. N. On the question of determining the coefficient of thermal diffusivity of the soil // Izv. Acad. Sci. USSR. Geogr. Geophys. 1950. Vol. 2, No. 14. P. 97–99 (in Russian).
10. Horton R., Wierenga P. J., Nielsen D. R. Evaluation of methods for determining the apparent thermal diffusivity of soil near the surface // Soil Sci. Soc. Am. J. 1983. Vol. 47. P. 25–32.
11. Tong B., Gao Z., Horton R., Wang L. Soil apparent thermal diffusivity estimated by conduction and by conduction–convection heat transfer models // J. Hydrometeorol. 2017. Vol. 18, No. 1, P. 109–118.
12. Wang L., Gao Z., Horton R. Comparison of six algorithms to determine the soil thermal diffusivity at a site in the Loess Plateau of China // Soil Sci. 2010. Vol. 175, No. 2. P. 51–60.
13. Van Wijk W. R., De Vries D.A. Periodic temperature variations in a homogeneous soil // Physics of plant environment / Ed. W R Van Wijk. Amsterdam, North-Holland Publishing Company), 1963. 2nd ed. P 102–143.
14. Tikhonov A. N, Samarskii A. A. Equations of mathematical physics. Moscow: Nauka, 1966 [in Russian].

УДК 536.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕННОГО ПРОЦЕССА ПРИ ВЫТЕСНЕНИИ НЕФТИ В СОПРЯЖЕННОЙ СИСТЕМЕ ПЛАСТ–СКВАЖИНА

Э. М. Аббасов[1,2], Т. С. Кенгерли[1]

[1]Институт "Нефтегазпроект" ГНКАР, г. Баку, Азербайджан,
[2]Институт математики и механики НАН Азербайджана, г. Баку
aelhan@mail.ru

В работе строится модель теплообменного процесса при вытеснении нефти с учетом динамической связи системы пласт–скважина. При этом определяется характер распределения температуры закачиваемой воды вдоль трубопровода. Решается краевая задача вытеснения нефти водой в сопряженной системе пласт–скважина. Определяется поле температуры в

пласте. Полученные аналитические выражения позволяют определить потери тепла в сопряженной системе пласт–скважина.

Рассмотрим дижение нагретой жидкости в трубопроводе. Осреднив скорость и температуру потока по поперечному сечению трубопровода, для уравнения теплопроводности жидкости в трубе будем иметь

$$a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \beta T = -\beta T_1 + V_x \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial t} \tag{1}$$

с начальным и граничными условиями:

$$T\big|_{t=0} = T_0, \tag{2}$$

$$T\big|_{x=0} = T_c(t), \tag{3}$$

$$T\big|_{x=l} = T_y. \tag{4}$$

Уравнение движения жидкости в трубе имеет вид

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - 2a \frac{\partial P}{\partial t}. \tag{5}$$

Начальные и граничные условия:

$$P\big|_{t=0} = \psi(x), \tag{6}$$

$$\left.\frac{\partial P}{\partial t}\right|_{t=0} = 0, \tag{7}$$

$$P\big|_{x=0} = P_c, \tag{8}$$

$$P\big|_{x=l} = P_y. \tag{9}$$

Вытеснение нефти в пласте исследуется на основе интегрального соотношения материального баланса. Из условия неразрывности на стенке забоя скважины определяются $P_c(t)$.

Температурное поле в пласте определяется из уравнения теплопереноса:

$$c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{c_в Q}{2\pi r h} \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\lambda_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) + \lambda_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \tag{10}$$

где $c = c_n m + (1-m) c_в$, m – пористость пласта.

Начальные и граничные условия:

$$T\big|_{t=0} = T(r), \tag{11}$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0} = 0, \tag{12}$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=h} = 0, \tag{13}$$

$$T\big|_{r=r_в} = T_в, \tag{14}$$

$$2rh\frac{\partial T}{\partial r}\bigg|_{r=r_c} = R^2\frac{\partial T}{\partial r}\bigg|_{x=l}. \tag{15}$$

Температура на стенке скважины определяется из условия неразрывности (15).

УДК 532.582.32, 004.942, 004.67

О МЕТОДЕ УПРАВЛЕНИЯ ДИНАМИКОЙ ПОТОКА ВОКРУГ ЦИЛИНДРА И КРЫЛОВОГО ПРОФИЛЯ НА ОСНОВЕ ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ С ПОДКРЕПЛЕНИЕМ

С. С. Абдуракипов[1,2], К. В. Соколов[3], М. П. Токарев[1,2], В. М. Дулин[1,2]

[1]Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия
[2]Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия
[3]Московский государственный областной университет, г. Москва, Россия

Активное управление потоками жидкости и газа имеет большое практическое применение по причине большого числа приложений, например, для целей снижения сопротивления транспортных средств и летательных аппаратов, оптимизации процессов горения в камерах сгорания и др. [1, 2]. Эффективное воздействие позволяет влиять на устойчивость потока, интенсивность процессов тепло- и массообмена посредством модификации свойств крупномасштабных вихревых структур [3]. Однако нелинейная природа движения жидкости и газа делает чрезвычайно сложной проблему описания турбулентных течений, представляющих собой нелинейные стохастические динамические системы со многими степенями свободы. Такие системы, как известно, описываются нелинейными уравнениями гидромеханики, что чрезвычайно затрудняет использование большинства существующих инструментов для исследования турбулентных потоков и поиска оптимальных стратегий воздействия.

В данной работе проведен анализ применимости современных нейросетевых алгоритмов для построения математических моделей прогнозирования гидродинамических характеристик потока; возможности использования методов глубокого машинного обучения с подкреплением для решения задачи управления динамикой потока на примере двумерного обтекания цилиндра и модельного крылового профиля в прямоугольном канале.

В работе использовались преимущества численного моделирования для накопления статистической выборки об изменениях физических характеристик потока (средних полей течения и рассчитанного коэффициента сопротивления) при вариации начальных и граничных условий (положения и размеров цилиндра). С целью проведения быстрых численных экспериментов и проверки гипотез относительно вида моделей управления и их возможной применимости использовался подход, основанный на приближенном двумерном численном расчете обтекания цилиндра в канале при числах Рейнольдса 50 и 100. Постановка задачи моделирования обтекания цилиндра была выбрана по аналогии с работами [4, 5]. Результаты [4] повсеместно используются в литературе для валидации численных расчетов. Предложенная конфигурация использовалась для получения выборки из 2000 средних полей скорости и давления, а также рассчитанного коэффициента сопротивления при вариации размеров и по-

зиций цилиндра в прямоугольном канале. Для решения уравнений Навье-Стокса методом конечных элементов использовался программный пакет Matlab и FEniCS [6]. Пакет программ позволяет реализовывать расчеты на языке Python, что удобно для разработки нейронных сетей. Результаты расчетов были провалидированы в соответствии с работой [4]. Для моделирования распределений полей средней скорости и давления использовалась полностью сверточная сеть архитектуры кодировщик-декодировщик [7] с соединениями быстрого доступа [8], реализованная на языке Python и фреймворке TensorFlow. Для повышающей дискретизации использовались слои транспонированной свертки. Для регрессии коэффициента сопротивления сверточные блоки дополнялись двумя полносвязными слоями. Сверточная нейронная сеть получала на вход геометрию расчетной области, результатом модели являлось распределение средней скорости и давления либо величина коэффициента сопротивления.

Для реализации сценария управления конфигурация среды моделирования дополнительно включала две струи с угловым размером 5–10 градусов, которые использовались по бокам цилиндра и инжектировали жидкость в направлении, перпендикулярном поверхности цилиндра. Расход жидкости струй контролировался нейронной сетью в соответствии с политикой управления. Управление расходом боковых струй было направлено на изменение динамики вихрей Кармана и снижение коэффициента сопротивления. В рамках стратегии управления использовалась функция вознаграждения, которая вычислялась как разность средней по интервалу времени воздействия силы сопротивления и подъемной силы. При обучении полносвязной нейронной сети использовался современный алгоритм обучения с подкреплением Proximal Policy Optimization (PPO) [9] для осуществления непрерывного изменения параметров управления. Нейросеть состояла из двух скрытых полносвязных слоев 512 и 256 нейронов и выходного слоя, аппроксимирующего действие (расход инжекции струй). Каждый эпизод обучения представлял собой последовательность взаимодействий агента и среды моделирования. Начальное состояние соответствовало стационарному течению. Время воздействия и частота обновления подбирались в процессе экспериментов с моделью. Воздействие выполнялось при использовании небольших массовых расходов – порядка 0.5–1% от массового расхода в поперечном сечении. После 250 актов воздействия со средой наблюдалась сходимость величины коэффициента сопротивления и политики воздействия.

Показано, что сверточная нейронная сеть достаточно точно аппроксимирует среднее распределение скорости вокруг цилиндра и величину коэффициента сопротивления на выборке из 2000 накопленных реализаций средних полей течения, исходя лишь из положения цилиндра и его радиуса. Средняя относительная ошибка определения коэффициента сопротивления по геометрии обтекания составила 9%. Установлено, что в случае двумерной среды моделирования обтекания цилиндра применение нейронной сети, обученной с агентом, позволяет найти оптимальную стратегию управления на основе вариации расхода боковых струй. Применение искусственной нейронной сети для управления динамикой потока позволило снизить коэффициент сопротивления до 10%. В дальнейших работах результаты исследования будут использованы для разработки моделей активного управления на основе глубокого обучения с подкреплением в рамках эксперимента и трехмерном численном моделировании обтекания цилиндра методом крупных вихрей.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 19-79-30075).

Литература

1. Pastoor M., Henning L., Noack B. R., King R. and Tadmor G. Feedback shear layer control for bluff body drag reduction // J. Fluid Mech. 2008. Vol. 608. P. 161–196.

2. Wu Z., Fan D., Zhou Y., Li R., Noack B. R. Jet mixing optimization using machine learning control // Exp. Fluids. 2018. Vol. 59, No. 8. P. 131.

3. Abdurakipov S. S., Dulin V. M., Markovich D. M. and Hanjalic K. Expanding the stability range of a lifted propane flame by resonant acoustic excitation // Comb. Sci. Tech. 2013. Vol. 185, No. 11. P. 1644–1666.

4. Schafer M., Turek S., Durst F., Krause E. and Rannacher R. Benchmark computations of laminar flow around a cylinder // Flow simulation with high-performance computers II. Vieweg-Teubner Verlag, 1996.

5. Rabault J., Kuchta M., Jensen A., Reglade U., Cerardi N. Artificial neural networks trained through deep reinforcement learning discover control strategies for active flow control // J. Fluid Mech. 2019. Vol. 865. P. 281–302.

6. Logg A., Mardal K. A., Wells G. Automated solution of differential equations by the finite element method: The FEniCS book. Springer Science, Business Media, 2012.

7. Ronneberger O., Fischer P., Brox, T. U-net: Convolutional networks for biomedical image segmentation // Intern. Conf. on Medical image computing and computer-assisted intervention. Cham, Springer, 2015.

8. Goodfellow I., Bengio Y., Courville A. Deep learning. MIT Press, 2016.

9. Schulman J., Wolski F., Dhariwal P., Radford A., Klimov O. Proximal policy optimization algorithms. arXiv. 2017. 1707.06347.

УДК 621.785

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ С УЧЕТОМ ПАРАМЕТРОВ СТРУКТУРЫ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

О. М. Алифанов, С. А. Будник, Л. В. Быков, А. В. Ненарокомов, М. О. Салосина

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Конструкции и системы, входящие в состав космических аппаратов (КА) для исследования Солнца и планет, в течение длительного периода времени подвергаются высокоинтенсивному радиационному тепловому воздействию. Обеспечение допустимого теплового режима данных аппаратов является сложной технической задачей, от практического решения которой зависит успешное выполнение научных задач миссии и возможность реализации проекта в целом. Один из путей решения проблемы повышения весовой эффективности тепловой защиты КА связан с применением легких теплозащитных и теплоизоляционных материалов. Большими потенциальными возможностями для изготовления высокотемпературной теплоизоляции обладают высокопористые ячеистые материалы (ВПЯМ).

Теплофизические характеристики высокопористых ячеистых материалов существенно зависят от многих факторов: температуры, состава материала, геометрических параметров структуры, свойств исходного сырья, используемой технологии производства материала, условий эксплуатации. Благодаря этому появляется возможность в процессе производства управлять свойствами получаемых высокопористых ячеистых материалов в достаточно широком диапазоне, создавая материалы с заранее заданными свойствами, имеющие оптимальную для конкретных условий эксплуатации структуру.

Работа посвящена созданию математического аппарата для оптимального проектирования многослойной тепловой защиты с учетом возможности выбора параметров структуры высокопористых ячеистых материалов.

Искомый вектор проектных параметров $\boldsymbol{p}$, включающий толщину слоев многослойной изоляции d_l, диаметр ячейки a и пористость δ, характеризующие структуру ВПЯМ, должен обеспечить минимум массы единицы площади поверхности покрытия, которая определяется функцией

$$J(\mathbf{p}) = \sum_{l=1}^{L} \rho_l d_l \,, \tag{1}$$

ρ_l – плотность; для слоя ВПЯМ $\rho = (1 - \delta)\rho_{тв}$, $\rho_{тв}$ – плотность материала, образующего структуру ВПЯМ; δ – пористость ВПЯМ, при ограничениях

$$d_l > 0, \; l = 1, 2, ..., L \,, \tag{2}$$

$$a_{\min} \le a \le a_{\max} \,, \tag{3}$$

$$0,85 \le \delta \le \delta_{\max} \,, \tag{4}$$

$$T(X_l, \tau) \le T_{\lim}^{l}, \; l = 1, 2, \ldots, L \,, \; \tau \in \left(\tau_{\min}, \tau_{\max}\right], \tag{5}$$

где $T_{\lim}^{l}$ – значения предельно допустимых температур на границах слоев X_l, l = 1, 2, … , L, a – диаметр ячейки ВПЯМ.

Рассматривается многослойное теплозащитное покрытие, состоящее из L слоев различных материалов толщиной d_l и плотностью ρ_l, l = 1, 2, …, L. Проектируемая система эксплуатируется в условиях вакуума.

Предполагается, что процесс распространения тепла в покрытии является одномерным по пространственной координате и описывается уравнением теплопроводности, коэффициенты которого C_l, λ_l зависят от температуры:

$$C_l(T_l)\frac{\partial T_l}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_l(T_l)\frac{\partial T_l}{\partial x}\right), \quad x \in (X_{l-1}, X_l), \quad l \ne n, \quad \tau \in (\tau_{\min}, \tau_{\max}].$$

На границах могут быть заданы граничные условия I, II или III рода, или условие теплообмена, учитывающее тепловой поток, излучаемый нагретой поверхностью тепловой защиты.

Радиационно-кондуктивный теплообмен в слое теплозащитного покрытия, изготовленном из высокопористого ячеистого материала, описывается уравнением

$$C_n \frac{\partial T_n}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_n \frac{\partial T_n}{\partial x}\right) - \frac{\partial q_R(x)}{\partial x}, \quad C_n = (1-\delta)\rho c_{тв}, \quad \lambda_n = \frac{1}{3}(1-\delta)\lambda_{тв} \,.$$

Для определения плотности потока результирующего излучения в слое теплозащитного материала используется диффузионное приближение, применимое для сред с большой оптической толщиной [1]:

$$q_R = -\lambda_R \frac{dT}{dx}, \quad \lambda_R = \frac{16 n^2 \bar{\sigma} T^3}{3\beta_R} \,.$$

Влияние поглощения и рассеяния среды на радиационный теплообмен учитывается через средний по Росселанду коэффициент ослабления β_R. Для учета анизотропии рассеяния излучения вводится транспортный коэффициент.

Предполагается, что узлы и стержни, образующие структуру ВПЯМ, непрозрачны, рассеяние ограничивается диффузным отражением, спектральное альбедо ω_λ равно спектральной отражательной способности материала ρ_λ [2]:

$$\beta_\lambda^* = (1-\rho_\lambda)\beta + \rho_\lambda\beta\left(1+\frac{4}{9}\right), \quad \frac{1}{\beta_R} = \frac{1}{\beta}\int_0^\infty \frac{1}{(1+0,4444\rho_\lambda)}\frac{\partial I_{\lambda b}(T)}{\partial I_b(T)}d\lambda .$$

Коэффициент ослабления материала β рассчитывается в зависимости от среднего диаметра ячейки и пористости [3, 4]:

$$\beta = \frac{2,62\sqrt{1-\delta}\left[1+0,22(1-k)^2\right]\left[1-0,22(1-t)^2\right]}{a},$$

где $t = b_{\min}/b_{\max}$ – отношение минимального и максимального диаметров стержня, k – параметр, учитывающий форму поперечного сечения стержня.

Алгоритм решения оптимизационной задачи (1)–(5) основывается на методе штрафных функций, применяемого в качестве средства поиска близкого к оптимальному начального приближения, и методе спроектированного лагранжиана, обладающего высокой скоростью локальной сходимости [5].

Достоверность разработанного метода проверена путем сравнения результатов математического моделирования с экспериментальными данными, полученными для образцов высокопористых ячеистых материалов с разной структурой.

Тепловые испытания проводились с целью определения характеристик теплового состояния трехслойного пакета, имитирующего работу теплозащитного покрытия, в условиях нестационарного радиационно-кондуктивного нагрева при давлении ~0,01 Па, в диапазоне температур от комнатной до 1273 К. В испытаниях реализовывалась симметричная схема нагрева двух модельных сэндвич-панелей, образованных двумя пластинами из высокотемпературного керамического материала на основе реакционно-связанного нитрида кремния, между которыми располагалось ядро из ВПЯМ. В качестве ядра в сэндвич-панели использовались образцы углеродных ВПЯМ производства компании ERG Aerospace Corporation (США) RVC-20, RVC-60 и RVC-80 с разной структурой, определяемой числом пор на линейный размер – 8, 24 и 32 поры на 1 см. Пористость материалов составляет 0,97. Средние значения параметров структуры образцов ВПЯМ представлены в таблице. Все испытания проводились при одинаковых условиях (режимах нагрева и давлении в вакуумной камере стенда) с использованием образцов ВПЯМ с близкими значениями толщины, одинаковых образцов керамического материала и элементов теплоизолирующих оправок.

Средние значения параметров структуры образцов ВПЯМ

Параметр структуры	RVC-20	RVC-60	RVC-80
Средний диаметр ячейки, мкм	2861,99	929,71	656,93
Отношение минимального и максимального диаметров стержня	0,549	0,638	0,546

Результаты проведенных испытаний являются исходными данными для решения задачи выбора оптимальной толщины слоя высокопористого ячеистого материала совместно с диаметром ячейки ВПЯМ, обеспечивающих минимум удельной массы модельной сэндвич-панели при соблюдении заданного ограничения на максимальную температуру на обратной поверхности панели.

Максимальная температура обратной поверхности сэндвич-панели ограничивалась значением 766 К, реализованным в штатных испытаниях образца ВПЯМ RVC-80. Минимальный диаметр ячейки ограничивался значением 0,656 мм, соответствующим образцу материала RVC-80. В качестве граничного условия на нагреваемой поверхности сэндвич-панели задавалась температура, полученная в результате испытаний. Обратная поверхность панели предполагалась теплоизолированной. Результаты математического моделирования представлены на рис. 1–3.

В данной задаче получены следующие оптимальные параметры слоя ВПЯМ: толщина 13,2 мм и диаметр ячейки 0,656 мм. Результаты близко соответствуют параметрам образцов ВПЯМ RVC-80, использованных в эксперименте.

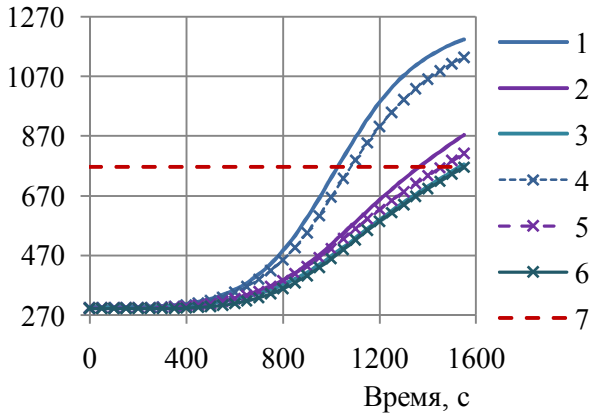


Рис. 1. Температура на обратной поверхности сэндвич-панели: 1 – расчет для панели с ядром из RVC-20, 2 – расчет для панели с ядром из RVC-60, 3 – расчет для панели с ядром из RVC-80, 4 – экспериментальные данные для панели с ядром из RVC-20, 5 – экспериментальные данные для панели с ядром из RVC-60, 6 – экспериментальные данные для панели с ядром из RVC-80, 7 – допустимая температура

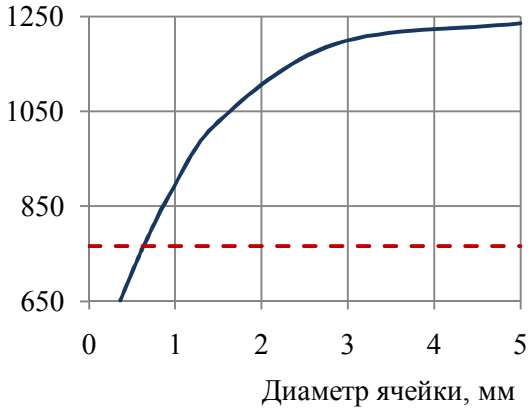


Рис. 2. Зависимость максимальной температуры на обратной поверхности сэндвич-панели от диаметра ячейки ВПЯМ

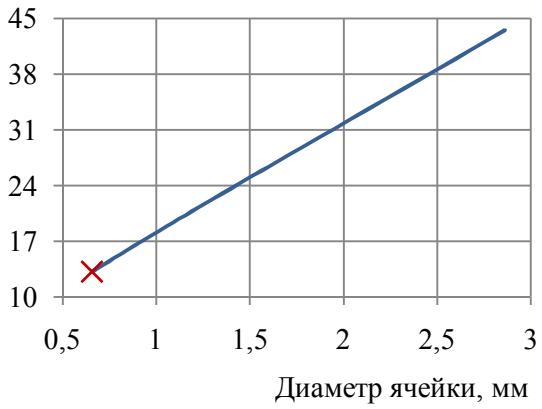


Рис. 3. Зависимость оптимальной толщины слоя ВПЯМ от диаметра ячейки ВПЯМ

Полученные оптимальные параметры слоя ВПЯМ хорошо согласуются с экспериментальными данными, в соответствии с которыми материал с наименьшим диаметром ячейки обладает наилучшими теплоизоляционными свойствами.

Согласованность результатов математического моделирования с экспериментальными данными позволяет сделать заключение о работоспособности и надежности разработанного алгоритма.

Литература

1. Оцисик М. Н. Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976. – 616 с.
2. Хюлст Г. ван де. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. – 537 с.

3. Cunsolo S., Coquard R., Baillis D., Chiu W. K. S., Bianco N. Radiative properties of irregular open cell solid foams // Int. J. of Thermal Sciences. 2017. Vol. 117. P. 77–89.

4. Coquard R., Rochais D., Baillis D. Conductive and Radiative Heat Transfer in Ceramic and Metal Foams at Fire Temperatures // Fire Technology. 2012. Vol. 48. P. 699–732.

5. Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. Практическая оптимизация. Пер. с англ. М.: Мир, 1985. – 509 с.

УДК 536.24 621.03

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГРАДИЕНТНЫХ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

О. М. Алифанов, С. А. Будник, А. В. Ненарокомов, А. В. Нетелев

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Введение. Градиентные материалы являются сравнительно новым типом конструкционных материалов. Особенностью таких материалов является зависимость их физических, тепловых, химических и электромагнитных характеристик от координаты по толщине материала. Одной из областей применения таких материалов является проектирование теплозащитных покрытий и теплонагруженных элементов конструкции гиперзвуковых летательных аппаратов. Тогда, как и в других случаях с задачами проектирования, важно выбрать адекватную модель, описывающую тепловые процессы в таком материале и иметь достоверные значения теплофизических характеристик, определяемых коэффициентами выбранной математической модели. В настоящее время существует множество методов, позволяющих определить теплофизические характеристики классических однородных материалов [1, 3]. В большинстве случаев теплофизические характеристики таких материалов зависят от температуры и темпа нагрева. В случае с градиентными материалами характеристики являются функциями температуры, темпа нагрева и координаты. Следовательно, существующие методы идентификации коэффициентов математической модели требуют модернизации [3].

В качестве первого этапа исследования был разработан алгоритм идентификации коэффициентов математической модели теплопереноса в случае, когда теплофизические свойства материала (теплопроводность и теплоемкость) являются функциями координаты. Одномерная модель теплопереноса в таком материале будет имеет вид

$$C(x)\frac{\partial T(x,\tau)}{\partial \tau}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda(x)\frac{\partial T(x,\tau)}{\partial x}\right),\quad x\in(0,L),\ \tau\in(0,\tau_{\max}], \tag{1}$$

$$a_1\lambda(0)\frac{\partial T(x,\tau)}{\partial x}+b_1T(x,\tau)=q_1(\tau),\quad x=0,\quad \tau\in(0,\tau_{\max}], \tag{2}$$

$$a_2\lambda(L)\frac{\partial T(x,\tau)}{\partial x}+b_2T(x,\tau)=q_2(\tau),\quad x=L,\ \tau\in(0,\tau_{\max}], \tag{3}$$

$$T(x,0)=T_0(x),\quad x\in(0,L). \tag{4}$$

Определение коэффициентов данной математической модели является обратной задачей теплопереноса [2]. Особенности решения обратных задач теплопереноса хорошо описаны в литературе [1, 3, 4]. Среди множества существующих методов решения обратных задач наиболее универсальным, в плане построения вычислительного алгоритма, является метод итерационной регуляризации. Данный метод нашел широкое применение при решении задач диагностики и идентификации тепловых процессов, обратных задач акустики и магнитодинамики [5]. В настоящее время аналитически доказана единственность решения для задачи идентификации для одного коэффициента модели [3]. Тем не менее, практика использования метода итерационной регуляризации показала, что метод дает хорошие результаты для восстановления даже четырех коэффициентов математической модели [6].

В методе итерационной регуляризации для решения поставленной задачи используется дополнительная информация о температуре в некоторых внутренних точках [3]. Источником такой информации могут служить установленные в материале термодатчики. В соответствии с алгоритмом итерационной регуляризации в этих точках вводятся фиктивные границы тепловых слоев с идеальными условиями теплового контакта:

$$\frac{\partial T\left(d_m-0,\tau\right)}{\partial x}=\frac{\partial T\left(d_m+0,\tau\right)}{\partial x},\quad m=\overline{1,M-1}, \tag{5}$$

$$T\left(d_m-0,\tau\right)=T\left(d_m+0,\tau\right),\quad m=\overline{1,M-1}. \tag{6}$$

На основе этих данных строится целевой функционал невязки, характеризующий разницу расчетных и измеренных температур:

$$J\left(c,\lambda\right)=\sum_{m=1}^{M-1}\int_0^{\tau_{\max}}\chi_m\left(\tau\right)\left[T\left(d_m,\tau\right)-f_m\left(\tau\right)\right]^2 d\tau. \tag{7}$$

Минимизация функционала (7) осуществляется градиентными методами первого порядка:

$$C_k^{\,s+1}=C_k^{\,s}-\gamma_s G\left(J_C^{'(s)}\right),\quad s=0,1,...,s^*,\quad k=1,N_1, \tag{8}$$

$$\lambda_k^{\,s+1}=\lambda_k^{\,s}-\gamma_s G\left(J_\lambda^{'(s)}\right),\quad s=0,1,...,s^*,\quad k=1,N_2. \tag{9}$$

При реализации градиентных методов оптимизации необходимо предварительно определить градиент минимизируемого функционала $J'\left(C,\lambda\right)$ [4].

В соответствии с алгоритмом, реализованным в методе итерационной регуляризации, искомые характеристики представляются в параметрическом виде:

$$C\left(x\right)=\sum_{k=1}^{N_1}C_{\mathrm{k}}\varphi_{1,k}\left(x\right),\quad \lambda\left(x\right)=\sum_{k=1}^{N_2}\lambda_k\varphi_{2,k}\left(x\right). \tag{10}$$

Градиенты функционала невязки для каждой из определяемых характеристик рассчитываются как

$$J'_{C_m^k}=-\sum_{m=1}^{M}\int_0^{\tau_{\max}}\int_{d_{m-1}}^{d_m}\psi_m\left(x,\tau\right)\frac{\partial T}{\partial\tau}dxd\tau, \tag{11}$$

$$J'_{\lambda_k}=\sum_{m=1}^{M}\int_0^{\tau_{\max}}\int_{d_{m-1}}^{d_m}\psi_m\left(x,\tau\right)\left(\varphi_{2,k}\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial\varphi_{2,k}}{\partial x}\frac{\partial T}{\partial x}\right)dxd\tau+\int_0^{\tau_{\max}}a_1\varphi_{2,k}\frac{\partial T}{\partial x}d\tau+\int_0^{\tau_{\max}}a_2\varphi_{2,k}\frac{\partial T}{\partial x}d\tau. \tag{12}$$

При этом сопряженный множитель Лагранжа $\psi_m(x,\tau)$ находится из решения сопряженной задачи:

$$\frac{d\psi_m}{d\tau}C_m = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_m \frac{\partial \psi_m}{\partial x}\right), \tag{13}$$

$$\frac{d\psi_1}{dx}\lambda_1 + \frac{\psi_1}{a_1}b_1 = 0, \tag{14}$$

$$\psi_m = \psi_{m+1}, \tag{15}$$

$$2\left[T(d_m,\tau) - f_m(\tau)\right] = \left(\frac{d\psi_m}{dx} - \frac{d\psi_{m+1}}{dx}\right)\lambda_m, \tag{16}$$

$$\frac{d\psi_L}{dx}\lambda_L + \frac{\psi_L}{a_2}b_2 = 0, \tag{17}$$

$$\psi_m(0,x) = 0. \tag{18}$$

Для вычисления глубины спуска используется формула

$$\gamma_s = -\sum_{m=1}^{M}\int_0^{\tau_{\max}} \chi_m(\tau)\left[T(d_m,\tau) - f_m(\tau)\right]\frac{\Delta T\left(d_m,\tau,G\left(J'^{(s)}\right)\right)d\tau}{\sum_{m=1}^{M}\int_0^{\tau_{\max}} \chi_m(\tau)\left[\Delta T\left(d_m,\tau,G\left(J'^{(s)}\right)\right)\right]^2 d\tau}, \tag{19}$$

где приращение температуры $\Delta T\left(d_m,\tau,G\left(J'^{(s)}\right)\right)$ определяется из решения задачи:

$$C_m\frac{\partial \Delta T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_m\frac{\partial \Delta T}{\partial x}\right) + \sum_{i=1}^{2} R_i \quad x\in(0,L),\ \tau\in(0,\tau_{\max}], \tag{20}$$

$$R_1 = -\frac{\partial T}{\partial \tau}\sum_{i=1}^{N_1} G\left(J'_{C_m^k}\right)\varphi_{1,k}(x), \quad R_2 = \sum_{i=1}^{N_2} G\left(J'_{\lambda_m^k}\right)\varphi_{2,k}(x)\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \sum_{i=1}^{N_2} G\left(J'_{\lambda_m^k}\right)\frac{\partial \varphi_{2,k}(x)}{\partial x}\frac{\partial T}{\partial x},$$

$$\Delta T(0,x) = 0, \quad x\in(0,L), \tag{21}$$

$$-a_1\left(\lambda_1\frac{\partial \Delta T}{\partial x} + \sum_{i=1}^{N_2} G\left(J'_{\lambda_m^k}\right)\varphi_{2,k}(0)\frac{\partial T}{\partial x}\right) + b_1\Delta T = 0, \quad \tau\in(0,\tau_{\max}], \tag{22}$$

$$\frac{\partial \Delta T(d_m - 0,\tau)}{\partial x} = \frac{\partial \Delta T(d_m + 0,\tau)}{\partial x}, \quad \tau\in(0,\tau_{\max}], \tag{23}$$

$$\Delta T(d_m - 0,\tau) = \Delta T(d_m + 0,\tau), \quad \tau\in(0,\tau_{\max}], \tag{24}$$

$$-a_2\left(\lambda_L\frac{\partial \Delta T}{\partial x} + \sum_{i=1}^{N_2} G\left(J'_{\lambda_m^k}\right)\varphi_{2,k}(L)\frac{\partial T}{\partial x}\right) + b_2\Delta T = 0, \quad \tau\in(0,\tau_{\max}]. \tag{25}$$

Заключение. Апробацию разработанного алгоритма планируется провести на модельных и экспериментальных данных. При экспериментальной отработке планируется использовать промышленно выпускаемый высокотемпературный эластичный волокнистый теплоизоляционный материал «Cerablanket». Данный материал производится с плотностями 64, 96, 128 и 160 кг/м^3. Экспериментальный образец представляет собой набор из 4 брусков с различными плотностями. Такая схема позволит сымитировать распределение теплофизических характеристик по одной из координат. Эксперимент планируется провести на тепловакуумном стенде ТВС-ОЗТ по симметричной схеме нагрева двух образцов. Также предварительно были определены теплофизические характеристики образцов материала «Cerablanket» с различной плотностью.

Обозначения

τ – время, с; x – координата, м; $C(x)$ – теплоемкость, Дж/м^3·К; $\lambda(x)$ – теплоемкость, Вт/м^2; $T(x, \tau)$ – температура, К; L – толщина материала, м; τ_{max} – продолжительность прогрева, с; a_1, b_1, $q_1(\tau)$ – коэффициенты, характеризующие тип граничного условия на внешней (нагреваемой) поверхности; a_2, b_2, $q_2(\tau)$ – коэффициенты, характеризующие тип граничного условия на внутренней поверхности; $T_0(x)$ – распределение температур в начальный момент времени по толщине образца, К; $J(c, \lambda)$ – целевой функционал невязки; $m = 1, M$ – номер термодатчика; $\chi_m(\tau)$, $\psi_m(x, \tau)$, $\gamma(0, \tau)$, $\gamma(L, \tau)$, $r(d_m, \tau)$, $w(d_m, \tau)$, ν_m – неопределенные множители Лагранжа; d_m – координата установки m-го датчика, м; $T(d_m, \tau)$ – расчетные значения температуры в точке с координатой d_m, К; $f_m(\tau)$ – измеренные значения температуры в точке с координатой d_m, К; φ_k, $k = 1, N$ – система базисных функций; C_k, $k = 1, N_1$, λ_k, $k = 1, N_2$ – параметры аппроксимации искомых характеристик; s – номер итерации; s^* – номер последней итерации; γ_s – глубина спуска на s-й итерации; G – оператор, определяющий выбранный метод оптимизации.

Литература

1. Мишин В. П., Алифанов О. М. Обратные задачи теплообмена – области применения при проектировании и испытаниях технических объектов // ИФЖ. 1982. Т. 42, № 2. С. 181–192.

2. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. – 288 с.

3. Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Румянцев С. В. Экстремальные методы решения некорректных задач и их приложения к обратным задачам теплообмена. М.: Наука, 1988. – 288 с.

4. Алифанов О. М., Румянцев С. В. О выводе формул для градиента невязки при итерационном решении обратных задач теплопроводности. II. Определение градиента через сопряженную переменную // ИФЖ. 1987. Т. 52, № 4. С. 668–675.

5. Alifanov O. M., Nenarokomov A. V., Nenarokomov K. A., Terentieva A. V., Titov D. M., Fincenko V. S. Experimental-computational system for noncontact diagnostics of elastic materials // Proceedings of 8th Intern. Conf. on Inverse Problems in Engineering. 12–15 May 2014. Poland, Gliwice–Wroclaw, 2014. P. 13–22.

6. Алифанов О. М., Будник С. А., Ненарокомов А. В., Нетелев А. В. Destructive materials thermal properties determination with application for spacecraft structures testing. Acta Astronautica, 2011. Vol. 67.

УДК 621.5:519.6

МЕТОДЫ АНАЛИЗА ТЕРМИЧЕСКИХ СОПРОТИВЛЕНИЙ В СИСТЕМАХ СЛОЖНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

А. А. Андрижиевский[1], А. Г. Лукашевич[1,2], А. Г. Трифонов[2]

[1]Белорусский государственный технологический университет, г. Минск
[2]Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны, г. Минск, Республика Беларусь

В данном исследовании рассматривались два вида термических сопротивлений:

– контактные термические сопротивления зон сопряжения теплообменных поверхностей с преобладанием в них процессов переноса тепла посредством механизма теплопроводности;

– термических сопротивлений ламинарных пограничных слоев, возникающих при взаимодействии одно- и двухфазных потоков с поверхностью теплообмена.

Базовая математическая модель представляла собой систему многомерных нестационарных уравнений сохранения, которая при необходимости дополнялась условиями сопряжения газовой и жидкостных фаз, а также моделью описания процессов поверхностного испарения [1–3]. При проведении вычислительных экспериментов решалась задача на установление. Объектом имитационного моделирования процессов переноса в области сопряжения теплообменных поверхностей являлся биметаллический теплообменный аппарат. При этом рассматривалась проблема влияния чистоты обработки контактирующих поверхностей теплообмена на величину термического сопротивления зоны их сопряжения и, соответственно, на теплообменные характеристики теплообменного устройств в целом.

В результате проведения данной серии вычислительных экспериментов получен ряд новых результатов и, в частности, зависимостей термических сопротивлений зон сопряжения, тепловых потоков и градиентов температур от чистоты обработки контактирующих теплообменных поверхностей и обратное влияние термических условий в зоне сопряжения на ее характерные линейные размеры (рис. 1, 2). При построении представленной на рис. 2 зависимости учитывалось влияние температур контактирующих поверхностей на термическое расширение зоны контакта вследствие различия их коэффициентов термического расширения. Это дает основание для сравнительного анализа значений термических сопротивлений, полученных экспериментально [4], и в результате вычислительных экспериментов. Как показали результаты экспериментального исследования, данная зависимость имела линейный характер и описывалась следующим соотношением:

$$R_k = 3.2 \cdot 10^{-5}\, \Delta T_k,$$

где R_k – термическое сопротивление зоны контакта биметаллических поверхностей теплообмена; ΔT_k – перепад температур в контакте. Эта зависимость получена в диапазоне перепада температур до 20 °С. Как видно из рис. 2, в указанном диапазоне изменения перепада температур в зоне контакта, результаты экспериментального исследования и вычислительного эксперимента хорошо согласуются между собой. Данное совпадение можно рассматривать как подтверждение правомерности использования представленного выше формализованного многомерного вычислительного шаблона, так и достоверности полученных на его основе результатов.

По результатам данной серии вычислительных экспериментов делается общий вывод о заметном влиянии степени шероховатости поверхностей теплообмена на термические пара-

метры биметаллических теплообменных устройств только при классе чистоты обработки контактирующих поверхностей не выше шестого.

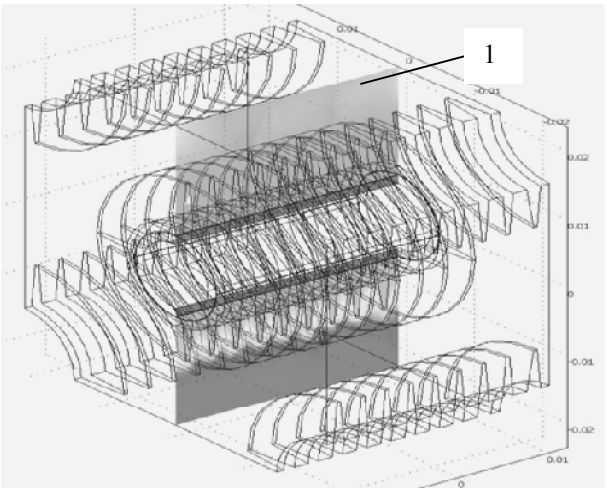


Рис. 1. Расчетный шаблон – область построения профилей температур (1)

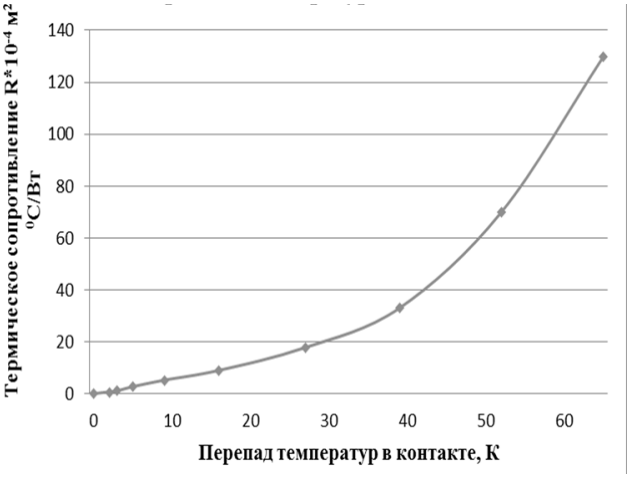


Рис. 2. Зависимость термического сопротивления от перепада температур в контакте

Другая серия вычислительных экспериментов была посвящена сравнительному анализу методов описания пограничных термических сопротивлений ламинарных пограничных слоев в системах с фазовыми превращениями. Объектом имитационного моделирования в данном случае являлся трубный пучок теплообменника-конденсатора охладительного контура с естественной циркуляцией системы аварийного отвода остаточного тепловыделения (СПОТ) АЭС [5]. При проведении вычислительных экспериментов получены характеристики структуры парокапельных потоков в каналах теплообменника-конденсатора СПОТ АЭС и, в частности, динамики образования пленки конденсата на вертикальной поверхности теплообмена при спутном течении пара и пленки конденсата. С целью сокращения числа расчетных ячеек, секции теплообменника-конденсатора представлялись в виде плоских поверхностей. В рамках принятой модели смешения толщина приповерхностной пленки конденсата определяется величиной объемного содержания дисперсной фазы (конденсата). При принятых допущениях можно считать, что пленка конденсата и пограничный слой совпадают. Вместе с тем, принятая выше формализация трубного пучка секции теплообменника-конденсатора в виде плоских поверхностей теплообмена, позволяет использовать предложенную В. Г. Левичем [6] формулу для расчета локальной толщины ламинарного пограничного слоя при обтекании полубесконечной тонкой пластины при относительно малых числах Рейнольдса:

$$\delta^* = 5,2 \cdot \left(\frac{x\nu}{u_\infty} \right)^{0,5},$$

где x – расстояние от кромки пластины; ν – кинематический коэффициент вязкости; u_∞ – скорость невозмущенного набегающего потока.

На рис. 3 представлены профили локальных толщин пограничного слоя δ_x^*, рассчитанные на основе многомерного вычислительного шаблона, а также толщин пограничного слоя $(\delta_{см})_x^*$, рассчитанные по формуле В. Г. Левича при локальных параметрах смеси. Дополнительно на рис. 3 приведены, рассчитанные при осредненных параметрах смеси с использованием чисел Нуссельта, толщины пограничного слоя для конденсации пара на вертикальных плоских $\tilde{\delta}_{ст}^*$ и трубчатых $\tilde{\delta}_{тр}^*$ поверхностях теплообмена. Видно достаточно хорошее совпадение как характера поведения, так и значений δ_x^* и $(\delta_x^*)_{см}$ вдоль оси теплообменника-

конденсатора. Имеющиеся разногласия в значениях δ_x и δ^*_x связаны с использованием в данной серии тестовых вычислительных экспериментов осредненной по длине теплообменного канала, скорости конденсации, что приводит к ее занижению и завышению соответственно на начальных и конечных участках теплообменника.

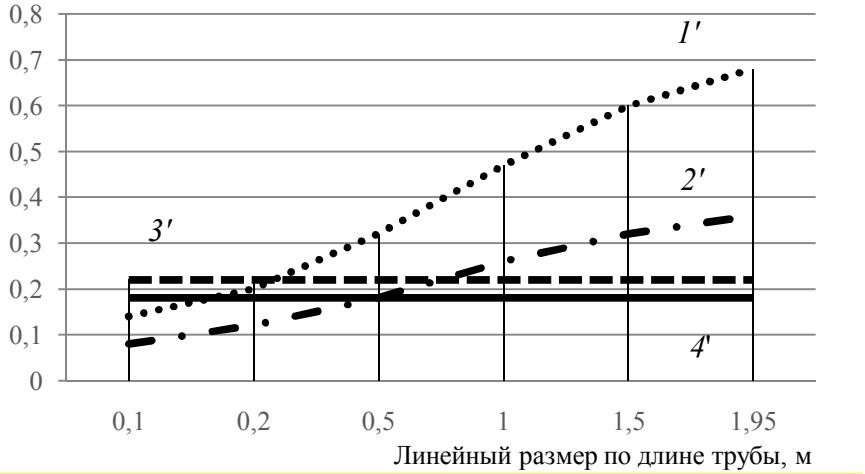


Рис. 3. Сравнительный анализ расчетных профилей пограничного слоя с результатами опытных исследований: $1' - \delta_x^*$; $2' - (\delta_x^*)_{\text{см}}$; $3' - \tilde{\delta}^*_{cm}$; $4' - \tilde{\delta}^*_{\text{тр}}$

Вместе с тем авторы считают, что для рассматриваемого случая поверхностного отвода тепловой энергии с образованием пленки конденсата более оправдано использование формулы В. Г. Левича при параметрах дисперсной фазы и скорости набегающего потока на входе в каналы.

Литература

1. Андрижиевский А. А., Лукашевич А. Г., Трифонов А. Г. Система комплексного анализа технических и термодинамических параметров теплообменных поверхностей сложной конфигурации. Свидетельство № 840 о регистрации компьютерной программы в национальном центре интеллектуальной собственности Республики Беларусь. Минск, 2015.

2. Андрижиевский А. А., Михалевич А. А., Трифонов А. Г. Моделирование термоконвективных течений в динамических газожидкостных слоях водных охладителей // Докл. НАН Беларуси. Технические науки. 1995. Т. 39, № 3. С. 109–113.

3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. Ч. 1. – 568 с.

4. Андрижиевский А. А., Дударев В. В., Сухоцкий А. Б. Тестирование биметаллических ребристых труб по величине термического сопротивления механического контакта несущей трубы и оребренной оболочки // Тр. БГТУ. 2013. № 3: Химия и технология неорган. веществ. С. 170–175.

5. Безлепкин В. В. [и др.]. ЛАЭС II: обоснование пассивных систем безопасности РОСЭНЕРГОАТОМ. 2008. № 2. С. 18–23.

6. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. – 700 с.

УДК 621.5:519.6

АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПРОЦЕССА ПЛЕНОЧНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА В ОХЛАДИТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ СИСТЕМЫ ПАССИВНОГО ОТВОДА ТЕПЛА АЭС

А. А. Андрижиевский[1], А. Г. Трифонов[2]

[1]Белорусский государственный технологический университет, г. Минск
[2]Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны, г. Минск, Республика Беларусь

Динамическая устойчивость процесса конденсации пара в теплообменнике-конденсаторе охладительного контура системы пассивного отвода тепла (СПОТ) АЭС определяется как термодинамическими и геометрическими параметрами самого теплообменника-конденсатора, так и динамическими параметрами внешних сопряженных элементов системы СПОТ АЭС, включая: парогенератор, барботажный объем в баке аварийного отвода тепла, а также охлаждаемый объем контаймента.

Факторами динамической неустойчивости перечисленных выше сопряженных элементов охладительного контура могут являться:

– в парогенераторе – *«кризис кипения второго рода»*, связанный с периодическим разрывом поверхностной пленки и локальным перегревом поверхности теплообмена;

– в баке аварийного отвода тепла – *«кризис кипения первого рода»*, связанный с кризисом отвода пара в барботер от теплообменной поверхности;

– в охлаждаемом объеме контаймента – реакция на неустойчивую работу контура охлаждения.

«*Кризис кипения второго рода*» может приводить к пульсациям массовой скорости пара, т. е. вызывать динамическую неустойчивость режимных параметров парогенератора и, соответственно, неустойчивость режимных параметров на входе в теплообменник-конденсатор, что, в свою очередь, может «спровоцировать» рост амплитуды волновых процессов в теплообменнике-конденсаторе. Вместе с тем следует указать, что в рассматриваемой конструкции вероятность проявления неустойчивости режимных параметров на входе в теплообменник-конденсатор вследствие неустойчивости работы парогенератора относительно невелика и, в первую очередь, это связано с эффектом «демпфирования» парогенератора наличием перепада давления по тракту «теплообменник-конденсатор» – «бак аварийного отвода тепла».

«*Кризис кипения первого рода*» в баке аварийного отвода тепла может приводить только к кратковременным (в начальные моменты аварийного сброса) воздействиям на процесс конденсации в теплообменнике-конденсаторе, так как достаточно быстро происходит перестройка барботажной структуры в баке аварийного отвода тепла с переходом в подъемном движении насыщенного пара от одиночных пузырей к движению в цепочках.

В связи с изложенным выше первоначально рассматриваются волновые процессы в теплообменнике-конденсаторе при допущении динамической устойчивости процессов переноса в сопряженных элементах охладительного контура с естественной циркуляцией теплоносителя.

Динамическая устойчивость волновой структуры пленки конденсата. В данном исследовании в качестве базовой имитационной модели использовалась система уравнений сохранения для парокапельной смеси в допущениях модели гомогенного двухфазного потока («модель смешения») [1].

При проведении тестовых вычислительных экспериментов посредством разработанных на основе программного пакета COMSOL Multiphysics 3.a формализованных вычислительных шаблонов решалась нестационарная задача на установление (рис. 1). Как видно из рисунка, в

начальные моменты времени на входных участках трубного пучка теплообменника-конденсатора возникают пульсации объемной фракции дисперсной фазы, что является проявлением локальной неустойчивости формирования пристенной пленки конденсата. С течением времени данный процесс стабилизируется, и структура двухфазного потока принимает «квазистационарный» характер.

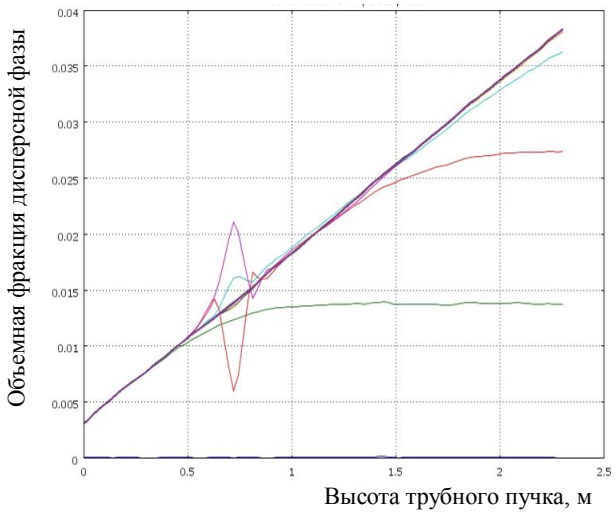


Рис. 1. Изменение объемной фракции дисперсной фазы по высоте трубного пучка теплообменника-конденсатора СПОТ АЭС (задача на установление)

На рис. 2 представлен расчетный профиль скорости конденсата в теплообменнике-конденсаторе в момент времени 80 с. Как видно из графика, данный профиль имеет вид затухающих колебаний, что связано с формированием вертикальной, стекающей (нулевая точка отсчета на графике) в нижнюю часть теплообменника-конденсатора, пленки конденсата. По мере продвижения конденсата формируется устойчивый волновой фронт, что и приводит к сглаживанию амплитуды колебаний пристеночной пленки конденсата.

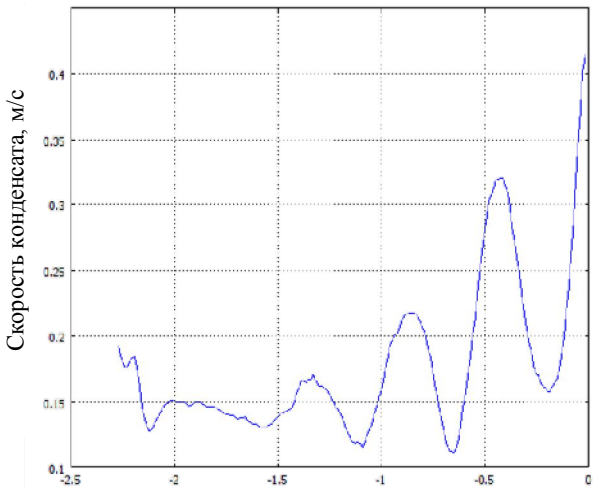


Рис. 2. Профиль скорости конденсата в теплообменнике-конденсаторе (момент времени 80 с)

Анализ динамической устойчивости процесса пленочной конденсации пара на вертикальных теплообменных поверхностях конденсатора-охладителя при спутном и противоточном движении пара и пленки конденсата толщиной δ проводился с использованием представленных в [2, 3] рекомендаций на основе значений длины волны λ, размерного волнового

числа $k = \pi/\lambda$ и касательного напряжения на поверхности пленки τ, критерия устойчивости Кутателадзе Ku, а также параметра $\varepsilon = 1/\mathrm{KuPr}'$ (Pr' – число Прандтля для пленки конденсата, определяющего интенсивность фазового перехода. Значения этих параметров по высоте x теплообменника-конденсатора приведены в таблице.

Расчетные режимные параметры теплообменника-конденсатора аварийного расхолаживания

Величина	Расстояние от входа, м				
	0,2	0,6	1	1,4	1,95
Режим работы «малого» пускового клапана					
δ, мм	0,2	0,32	0,47	0,60	0,68
λ, м	0,004	0,005	0,007	0,008	0,005
k, 1/м	1650	1186	898	827	1160
τ, Па	0,37	0,20	0,12	0,08	0,05
Ku	3,1	2,3	1,8	1,4	0,7
ε	0,36	0,48	0,62	0,81	1,64
Режим работы «большого» пускового клапана					
δ, мм	0,32	0,48	0,65	0,73	0,84
λ, мм	2,9	4,1	5,3	5,9	6,7
k, 1/м	2167	1532	1186	1065	938
Ku	12,1	9,37	7,01	4,99	2,74
τ, Па	0,46	0,27	0,17	0,13	0,08
ε	0,09	0,12	0,16	0,23	0,41

Динамическая устойчивость сопряженных с теплообменником-конденсатором элементов охладительного контура. Характер течения двухфазной смеси в парогенераторе и, соответственно, динамическая устойчивость его параметров определяются характером описанных выше процессов переноса в сопряженных с теплообменником-конденсатором элементах охладительного контура в целом, включая «опускной трубопровод конденсата–парогенератор–подъемный трубопровод пара». На рис. 3 представлены расчетные профили скоростей двухфазной рабочей среды (конденсата и пара) в опускной и подъемной линиях рассматриваемого контура охлаждения с естественной циркуляцией.

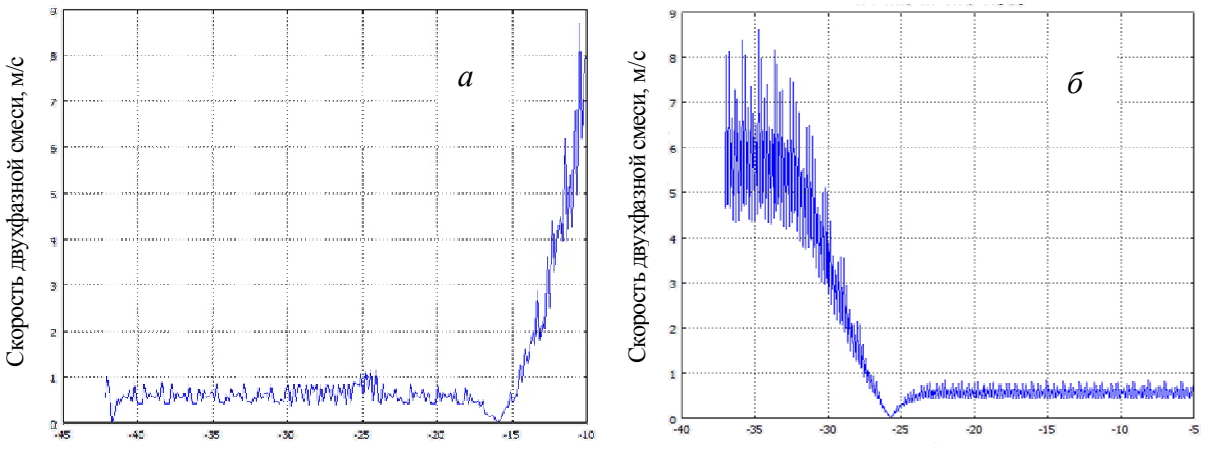


Рис. 3. Скорости двухфазной смеси в соединительных трубопроводах: *а* – изменение скорости двухфазной смеси в трубопроводе конденсата (опускная линия); *б* – изменение скорости двухфазной смеси в трубопроводе пара (подъемная линия)

Вид представленных на рис. 3 пульсационных кривых свидетельствует, что в условиях проведения вычислительных экспериментов и при принятых условиях сопряжения наблюдается динамическая устойчивость процессов переноса по всему тракту сопряженных с теплообменником-конденсатором элементов охладительного контура, включая «опускной трубопровод конденсата–парогенератор–подъемный трубопровод пара».

Следует отметить, что наблюдаемые на рис. 3 переломы пульсационных профилей скоростей двухфазной смеси определяются фазовыми переходами и с перестройкой ее структуры от конденсата к пару и наоборот.

Динамическая устойчивость процессов переноса в охлаждаемом объеме контаймента. В работах [4, 5] приведены опытные данные по изменению профилей температур и давлений в период выхода СПОТ на устойчивый режим работы. Данные зависимости носят асимптотический характер с переходом от импульсного изменения к квазистационарному изменению указанных параметров. В большей степени импульсный характер процессов переноса в начальные моменты работы СПОТ АЭС проявляется в профилях массовых скоростей в каналах теплообменника-конденсатора и в объеме контейнмента. Как показано в данных работах, введенный авторами фактор F_k соотнесения амплитуды колебаний массовой скорости потока пара в объеме контейнмента z к ее осредненному для данной области значению z_{ref} в форме

$$F_k = (z - z_{ref}) / z_{ref}$$

в процессе экспериментов не превышал для режимов работы «малого» и «большого» пускового клапана во временном интервале от начала аварийного сброса до $6 \cdot 10^3$ с значения $|F_k| \approx 0{,}1$.

Результаты данного исследования позволяют с достаточной достоверностью сделать вывод как о динамической устойчивости волновой структуры пленки конденсата в теплообменнике аварийного охлаждения, так и охладительного контура с естественной циркуляцией СПОТ АЭС в целом.

Литература

1. Андрижиевский А. А., Трифонов А. Г., Карпович Л. С. Моделирование структуры парожидкостного потока при конденсации пара в системе пассивного отвода тепла АЭС // Тр. БГТУ. Химические технологии, биотехнология, геоэкология, 2017. № 2 (199). С. 183–189.

2. Актершев С. П. Устойчивость, нелинейные волны и процессы переноса в пленках жидкости при сложных условиях: автореф. дис. … д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск, 2016.

3. Клюев Н. И., Соловьева Е. А. Волновое течение пленки по стенке вертикального цилиндрического канала // Вестн. СамГУ. 2009. Естественнонаучная серия. № 4. С. 114–128.

4. Свириденко И. И. Показатели надежности автономной системы пассивного отвода теплоты ВВЭР на основе двухфазных термосифонов // Сб. науч. тр. СНИЯЭиП / СНИЯЭиП. 2005. № 14. С. 14–25.

5. Безлепкин В. В. [и др.]. ЛАЭС II: обоснование пассивных систем безопасности РОСЭНЕРГОАТОМ. 2008. № 2. С. 18–23.

УДК 536.2

ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ СО СФЕРИЧЕСКИМ ОЧАГОМ РАЗОГРЕВА, ПОДВИЖНАЯ ГРАНИЦА КОТОРОГО ОБЛАДАЕТ ПЛЕНОЧНЫМ ПОКРЫТИЕМ

А. В. Аттетков, И. К. Волков, К. А. Гайдаенко

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

В математической теории теплопроводности [1–3] важное место занимают исследования процессов теплопереноса в областях с подвижными границами. С математической точки зрения задачи нестационарной теплопроводности, описывающие изучаемые процессы, отличны от «классических» [3]. Известны трудности, возникающие при нахождении их аналитических решений даже в простейших ситуациях, когда закон движения границы области определен [4].

В работе [5] представлена математическая модель «сосредоточенная емкость» процесса теплопереноса в изотропном пространстве со сферическим очагом разогрева – шаровой полостью начального радиуса R, заполненной высокотемпературным газом (далее – внешней средой), граница которого $\rho = \nu(\mathrm{Fo})$ движется по известному закону $\nu = \nu(\mathrm{Fo})$ и обладает термически тонким покрытием пленочного типа толщиной $\Delta \triangleq R - 1$. Рассмотрены нестационарные режимы теплообмена с внешней средой с изменяющимися во времени коэффициентом теплоотдачи и температурой внешней среды.

Реализуемая математическая модель [5] представляет собой смешанную задачу для уравнения в частных производных второго порядка параболического типа со специфическим краевым условием, фактически учитывающим наличие пленочного покрытия на подвижной границе сферического очага разогрева:

$$\frac{\partial\theta(\rho,\mathrm{Fo})}{\partial\mathrm{Fo}} = \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho^2\frac{\partial\theta(\rho,\mathrm{Fo})}{\partial\rho}\,, \qquad \rho > \nu(\mathrm{Fo}), \qquad \mathrm{Fo} > 0\,;$$

$$\theta(\rho,0) = 0\,;$$

$$\rho^2\frac{\partial\theta(\rho,\mathrm{Fo})}{\partial\rho}\bigg|_{\rho=\nu(\mathrm{Fo})} = \varepsilon\mathrm{g}(\mathrm{Fo})\frac{\partial\theta(\rho,\mathrm{Fo})}{\partial\mathrm{Fo}}\bigg|_{\rho=\nu(\mathrm{Fo})} + \gamma(\mathrm{Fo})\big[\theta(\rho,\mathrm{Fo})|_{\rho=\nu(\mathrm{Fo})} - f(\mathrm{Fo})\big]; \qquad (1)$$

$$\theta(\rho,\mathrm{Fo})|_{\,\mathrm{Fo}\geq 0} \in L^2{}_{\rho\,2}[\nu(\mathrm{Fo}),+\infty)\,,$$

где последнее условие означает, что при каждом фиксированном значении $\mathrm{Fo} \geq 0$ функция $\theta(\rho,\mathrm{Fo})$ интегрируема с квадратом и весом ρ^2 по радиальной переменной $\rho \in [\nu(\mathrm{Fo}),+\infty)$;

$$\mathrm{g}(\mathrm{Fo}) \triangleq 3\nu(\mathrm{Fo})[\nu(\mathrm{Fo}) - \Delta] + \Delta^2;\ \varepsilon \triangleq (3\chi\Lambda)^{-1}\Delta;$$

$$\gamma(\mathrm{Fo}) \triangleq (\chi\Lambda)^{-1}\{\Delta[2\nu(\mathrm{Fo}) - \Delta]\dot{\nu}(\mathrm{Fo}) + \chi\Lambda[\nu(\mathrm{Fo}) - \Delta]^2\mathrm{Bi}(\mathrm{Fo})\};$$

$$f(\mathrm{Fo}) \triangleq \frac{\chi\Lambda[\nu(\mathrm{Fo}) - \Delta]^2\mathrm{Bi}(\mathrm{Fo})\zeta(\mathrm{Fo})}{\Delta[2\nu(\mathrm{Fo}) - \Delta]\dot{\nu}(\mathrm{Fo}) + \chi\Lambda[\nu(\mathrm{Fo}) - \Delta]^2\mathrm{Bi}(\mathrm{Fo})};$$

$\dot{\nu}(\mathrm{Fo})$ – скорость движения границы очага разогрева.

В математической модели (1)

$$\mathrm{Fo} = \frac{at}{{r_0}^2}\ ;\ \rho = \frac{r}{r_0}\ ;\ R = \frac{r_0 + \tilde{\Delta}}{r_0}\ ;\ \theta = \frac{T - T_0}{T_{c0} - T_0}\ ;\ \zeta = \frac{T_c - T_0}{T_{c0} - T_0}\ ;\ \chi = \frac{a_n}{a}\ ;\ \Lambda = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{п}}}\ ;\ \mathrm{Bi} = \frac{\alpha}{\lambda} r_0\ ;$$

где $T(r,t)$ – температура в момент времени t в точках изотропного пространства, отстоящих от центра шаровой полости на расстоянии r; λ, a – теплопроводность и температуропроводность соответственно; α – коэффициент теплоотдачи; индексы: п – покрытие; с – внешняя среда; 0 – начальное значение.

Функция $\nu(\mathrm{Fo})$, определяющая закон движения границы сферического очага разогрева, является неубывающей и дифференцируемой и $\nu(0) = R$; функции $\mathrm{Bi}(\mathrm{Fo})$ и $\zeta(\mathrm{Fo})$ по смыслу решаемой задачи могут принимать лишь неотрицательные значения.

В [6] идентифицированы достаточные условия, реализация которых позволяет аналитическими методами найти решение задачи (1). Нахождение этого решения является основной целью проведенных исследований.

Согласно [6] решение задачи (1) в аналитически замкнутом виде возможно лишь при линейном законе движения границы сферического очага разогрева с постоянной скоростью $\dot{\nu}(+0) > 0$:

$$\nu(\mathrm{Fo}) = \dot{\nu}(+0)\mathrm{Fo} + \mathrm{R}, \mathrm{Fo} \geq 0.$$

Это решение представлено в виде разложения по малому параметру ε – определяющему параметру реализуемой модели «сосредоточенная емкость»:

$$\theta(\rho, \mathrm{Fo}) = \sum_{k=0}^{\infty} \theta_k(\rho, \mathrm{Fo})\varepsilon^k\ ,\ \rho \geq \nu(\mathrm{Fo}), \mathrm{Fo} \geq 0. \qquad (2)$$

Показано, что при каждом фиксированном значении $k \geq 0$ фукнция $\theta_k(\rho, \mathrm{Fo})$ в подвижной системе координат

$$(\mathrm{X} = \rho/\nu(\mathrm{Fo})) \wedge (\tau = \mathrm{Fo})$$

имеет следующую структуру:

$$V_k(\mathrm{X}, \tau) \triangleq \theta_k(\rho, \mathrm{Fo}) = U_k(\mathrm{X}, \tau)\exp\{\varphi(\mathrm{X}, \tau)\},$$

где функция $\varphi(\mathrm{X}, \tau)$ определяется как

$$\varphi(\mathrm{X}, \tau) = -\frac{\mathrm{X}^2}{8}\dot{\mu}(\tau) - \frac{3}{4}\ln\mu(\tau);$$

$$\mu(\tau) \triangleq \nu^2(\tau) = [\dot{\nu}(+0)\tau + R]^2;\ \dot{\mu}(\tau) = 2\dot{\nu}(+0)[\dot{\nu}(+0)\tau + R],$$

а функция $U_k(\mathrm{X}, \tau)$ является решением смешанной задачи для уравнения в частных производных второго порядка параболического типа:

$$\mu(\tau)\frac{\partial U_k(\mathrm{X}, \tau)}{\partial \tau} = \frac{1}{\mathrm{X}^2}\frac{\partial}{\partial \mathrm{X}}\mathrm{X}^2\frac{\partial U_k(\mathrm{X}, \tau)}{\partial \mathrm{X}}, \qquad \mathrm{X} > 1, \tau > 0;$$

$$U_k(\mathrm{X}, 0) = 0;$$

$$\left.\frac{\partial U_k(\mathrm{X}, \tau)}{\partial \mathrm{X}}\right|_{\mathrm{X}=1} = \sigma(\tau)[U_k(\mathrm{X}, \tau)|_{\mathrm{X}=1} - f_k(\tau)]; \qquad (3)$$

$$U_k(\mathrm{X}, \tau)|_{\tau \geq 0} \in L^2_{\mathrm{X}}[1, +\infty),$$

где

$$\sigma(\tau) = h(\tau) - 0.25\dot{\mu}(\tau);\ h(\tau) = \nu^{-1}(\tau)\gamma(\tau);$$

$$\gamma(\tau) = (\chi\Lambda)^{-1}\{\Delta[2\nu(\tau) - \Delta]\dot{\nu}(\tau) + \chi\Lambda[\nu(\tau) - \Delta]^2\mathrm{Bi}(\tau)\};$$

$$f_k(\tau) = \sigma^{-1}(\tau)h(\tau)\psi_k(\tau)\exp\{-\varphi(1,\tau)\};$$

$$\psi_0(\tau) = \gamma^{-1}(\tau)\chi\Lambda[\nu(\tau) - \Delta]^2\ \mathrm{Bi}(\tau)\ \zeta(\tau);$$

$$\psi_k(\tau)|_{k\geq 1} - \frac{\mathrm{g}(\tau)}{\gamma(\tau)}\exp\{\varphi(1,\tau)\}\left\{\left[\frac{\partial U_{k-1}(\mathrm{X},\tau)}{\partial\tau} - \frac{\dot{\mu}(\tau)}{2\mu(\tau)}\mathrm{X}\frac{\partial U_{k-1}(\mathrm{X},\tau)}{\partial\mathrm{X}}\right] -\right.$$

$$\left. -\left[\frac{\dot{\nu}(+0)}{4} + \frac{\dot{\mu}(\tau)}{2\mu(\tau)}\mathrm{X}\frac{\partial\varphi(\mathrm{X},\tau)}{\partial\mathrm{X}}\right]U_{k-1}(\mathrm{X},\tau)\right\}\Big|_{\mathrm{X}=1};$$

$$\mathrm{g}(\tau) = 3\nu(\tau)[\nu(\tau) - \Delta] + \Delta^2.$$

С использованием стандартной подстановки $W_k(X,\tau) \triangleq XU_k(\mathrm{X},\tau)$ и новой пространственной переменной $\xi \triangleq X - 1$ смешанная задача (3) трансформируется к виду

$$\mu(\tau)\frac{\partial W_k(\xi,\tau)}{\partial\tau} = \frac{\partial^2 W_k(\xi,\tau)}{\partial\xi^2}, \qquad \xi > 0, \qquad \tau > 0;$$

$$W_k(\xi,0) = 0;$$

$$\frac{\partial W_k(\xi,\tau)}{\partial\xi}\Big|_{\xi=0} = \beta(\tau)W_k(\xi,\tau)|_{\xi=0} - \eta_k(\tau); \tag{4}$$

$$W_k(\xi,\tau)|_{\tau\geq 0} \in L^2_{\xi}[0,+\infty),$$

где

$$\beta(\tau) \triangleq \sigma(\tau) + 1;$$

$$\eta_k(\tau) \triangleq \sigma(\tau)f_k(\tau) = \sqrt[4]{\mu^3(\tau)}h(\tau)\psi_k(\tau)\exp\{\dot{\mu}(\tau)/8\}.$$

Специфика краевого условия при $\xi = 0$, которое можно рассматривать как нестационарный аналог граничного условия третьего рода, блокирует возможность непосредственного применения как интегрального преобразования Лапласа по переменной $\tau \geq 0$, так и смешанного интегрального преобразования Фурье по переменной $\xi \geq 0$.

Для преодоления возникших трудностей реализована ранее высказанная авторами идея расщепления ядра смешанного интегрального преобразования Фурье по пространственной переменной [7] и в аналитически замкнутом виде найдены решения для функций $\{V_k(\mathrm{X},\tau)\}_{k\geq 0}$.

Полученные результаты приводят к итерационному алгоритму решения задачи нестационарной теплопроводности (1). Это обусловлено используемым представлением (2) искомого температурного поля объекта исследований в виде разложения по малому параметру ε и технологией определения функций $\eta_k(\tau)$ в (4).

Качественно исследованы физические свойства процесса теплопереноса в изучаемой системе, установлены его специфические особенности, ассоциируемые геометрией очага разогрева и подвижность его границы.

Литература

1. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. – 488 с.
2. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
3. Карташов Э. М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел. М.: Высшая школа, 2001. – 550 с.
4. Карташов Э. М. Аналитические методы решения краевых задач нестационарной теплопроводности в областях с движущимися границами (Обзор) // ИФЖ. 2001. Т. 74, № 2. С. 171–195.
5. Аттетков А. В., Волков И. К., Гайдаенко К. А. Автомодельное решение задачи теплопереноса в твердом теле со сферическим очагом разогрева, подвижная граница которого обладает пленочным покрытием // ТПТ. 2017. Т. 9, № 4. С. 178–183.
6. Аттетков А. В., Волков И. К., Гайдаенко К. А. Математическое моделирование процесса теплопереноса в твердом теле со сферическим очагом разогрева, подвижная граница которого обладает пленочным покрытием. 1. Достаточные условия реализуемости исходной математической модели аналитическими методами // ТПТ. 2017. Т. 9, № 11. С. 519–523.
7. Аттетков А. В., Волков И. К. Решение одного класса задач нестационарной теплопроводности в области с движущейся границей методом расщепления обобщенного интегрального преобразования Фурье // Вестн. МГТУ им. Н. Э. Баумана. Естественные науки. 1998. № 1. С. 40–48.

УДК 629.782

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ОБШИВКИ КРЫЛА МНОГОРАЗОВОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА ТУРИСТИЧЕСКОГО КЛАССА

Е. Р. Ашихмина, Н. М. Петров, П. В. Просунцов

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Космический туризм стал новым направлением развития космической отрасли на рубеже XXI в. [1–3]. К настоящему времени в разработку средств перевозки пассажиров в космос – многоразовых космических аппаратов туристического класса (МКА ТК) – вовлечены более 40 частных компаний и научных коллективов [1]. Сегодня к наиболее известным проектам по разработке МКА ТК относятся *SpaceShipTwo* (Virgin Galactic, США), *New Shepard* (Blue Origin, США), *Dragon* (SpaceX, США), *Spica* (Copenhagen Suborbitals, Дания), *IAR-111* (ARCA Space Corporation, Румыния) и др. В России также ведется несколько проектов МКА ТК – *МСКК* (Космокурс, РФ), *Одуванчик* (МГТУ им. Н. Э. Баумана, РФ), *Фанстрим* (МАИ, РФ). С точки зрения конфигурации все МКА ТК можно разделить на две схемы: крылатые и капсульные. Наибольшее распространение получили МКА ТК с крылатой конфигурацией, что связано с обеспечением высокого аэродинамического качества и маневренности, возможности посадки в заданные районы при сходе с орбиты, низкими перегрузками при прохождении атмосферного участка [4, 5].

В МГТУ им. Н. Э. Баумана в течение нескольких лет ведутся работы по созданию крылатого суборбитального МКА ТК легкого класса «Одуванчик» [6–9]. Предполагается, что его

конструкция будет выполнена из композиционных материалов, которые обладают высокими удельными прочностными и жесткостными характеристиками, что позволит снизить вес всей конструкции. Для достижения большей весовой и экономической эффективности предложено применение гибридных полимерных композиционных материалов (ГПКМ) на основе стекло- и углепластика, сочетающих в своем составе три и более твердые фазы, отделенные друг от друга поверхностями раздела [7, 10]. Особое внимание сосредоточено на основном силовом элементе конструкции МКА ТК, в значительной степени определяющем его проектный облик и весовую эффективность, крыле, которое и является объектом исследования данной работы.

Для проектирования крыла МКА ТК требуются надежные и достоверные сведения о характеристиках материалов, применяемых в его конструкции. Однако в справочной литературе такие сведения в связи с уникальностью применяемых материалов практически отсутствуют [11–13]. Поэтому для проведения углубленного анализа конструкции необходимо создание методики для получения недостающих характеристик материалов для ответственных силовых конструкций МКА ТК, причем с наименьшими временными и финансовыми затратами. Согласно траекторным расчетам МКА ТК [7] совершает полет в широком диапазоне скоростей, его максимальная скорость – 3,6 М на высоте около 40 км, и подвергается интенсивному аэродинамическому нагреву [14]. Поэтому для проектирования требуются данные о теплофизических характеристиках ГПКМ (коэффициенты теплопроводности в различных направлениях, теплоемкость и плотность) в зависимости от температуры. Если последние две величины с достаточной степенью точности можно определить с помощью правила смеси [15], то для нахождения коэффициента теплопроводности предлагается использовать расчетно-теоретический подход с последующей валидацией его результатов на основе эксперимента.

В силу технологических и экономических причин в обшивке крыла из ГПКМ применяется стеклоткань Т10 сатинового плетения и однонаправленная углеродная лента FibArm Tape 230 с волокном AKSA/Carbon fiber A-49 24K4, а также эпоксидное связующее.

Расчетно-теоретическое определение коэффициентов теплопроводности материалов обшивки крыла. В настоящее время имеется ряд программных продуктов для расчетного определения характеристик композиционных материалов. В рамках настоящей работы использовался продукт *Digimat* компании MSC Software. Методология исследования включает в себя создание представительного элемента объема материала, приложение к нему тепловой нагрузки и последующее получение расчетных значений коэффициента теплопроводности. Таким образом были построены представительные элементы объемов стекло- и углепластика. Исходными данными для моделирования теплофизических характеристик являлись коэффициенты теплопроводности, плотности и теплоемкости отдельных моноволокон. Считалось, что моноволокна имеют форму бесконечно вытянутого цилиндра, а их объемное содержание в матрице составляет 50%. Результаты моделирования коэффициентов теплопроводности материалов обшивки приведены в таблице.

Результаты моделирования коэффициента теплопроводности стеклоуглепластика

Характеристика	Стеклопластик	Углепластик
Теплопроводность в направлении x, Вт/(м·К)	0,55	7,6
Теплопроводность в направлении y, Вт/(м·К)	0,55	0,63
Теплопроводность в направлении z, Вт/(м·К)	0,51	0,63

Видно, что теплопроводность стеклопластика слабо зависит от направления. Однако у углепластика теплопроводность в направлении плоскости армирования на порядок выше, чем в направлении, перпендикулярном плоскости армирования.

Экспериментальное определение коэффициентов теплопроводности материалов обшивки крыла в направлении, перпендикулярном плоскости армирования. Для подтверждения достоверностей расчетных моделей была проведена их валидация путем сравнения с результатами экспериментальных исследований.

Для определения $\lambda_\perp$ создано большое количество методов. К числу наиболее современных и надежных относится метод лазерной вспышки, которой в частности реализован в установке Laser Flash Apparatus (NETZSCH, Германия) [16], которая использовалась для измерения $\lambda_\perp$. Были изготовлены и испытаны цилиндрические образцы исследуемых материалов диаметром ∅12,5 мм и толщиной 2 мм. В результате были определены температурные зависимости $\lambda_\perp$ исследуемых материалов, которые показали удовлетворительное согласие с расчетными данными (рис. 1).

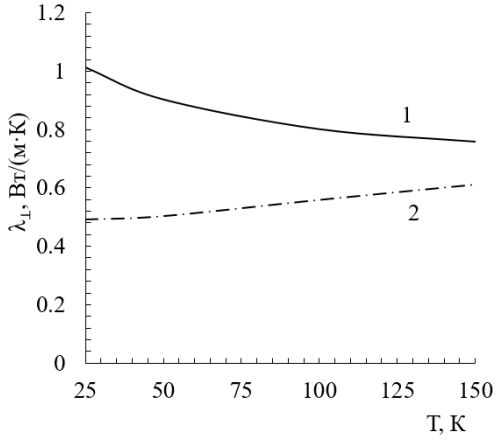


Рис. 1. Температурные зависимости $\lambda_\perp$ для углепластика (1) и стеклопластика (2)

Экспериментальное определение коэффициентов теплопроводности материалов обшивки крыла в направлении, параллельном плоскости армирования. Определение λ_{II} представляет собой сложную научно-техническую задачу. К настоящему времени не существует стандартных методик для изучения λ_{II} [17]. Однако в МГТУ им. Н. Э. Баумана разработана специализированная экспериментальная установка контактного нагрева [18]. Установка (рис. 2) включает в себя два нагревательных элемента (2), закрытых тепловой изоляцией (5) и зафиксированных между медными пластинами, которые служат для выравнивания температуры по ширине образца (3). Образец выполнен в форме пластины размером 25x150 мм (3). Для измерения температуры на поверхности образца в конкретных точках использовался тепловизор Fluke Ti-400.

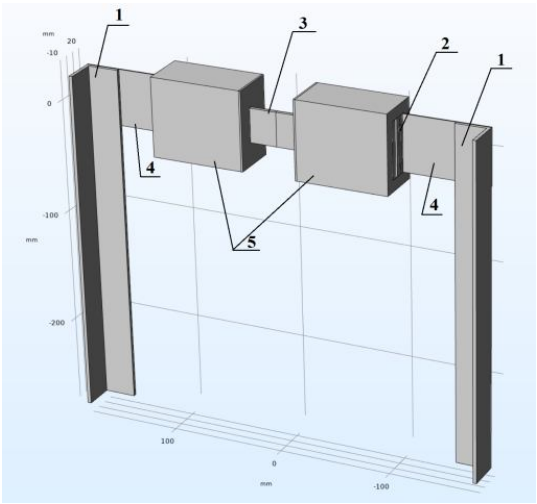


Рис. 2. Установка контактного нагрева [18]: 1 – стальные стойки; 2 – нагревательные элементы с медными пластинами; 3 – образец; 4 – алюминиевые пластины; 5 – теплоизоляция нагревателей

Измеренные временные зависимости температуры поверхности образцов стекло- и углепластика в центре и на удалении от него на 5, 10 и 15 мм использовались в качестве исходных данных для решения обратной задачи теплопроводности и определения λ_{II}. Для этого была построена трехмерная геометрическая модель установки контактного нагрева [19]. Моделировался нестационарный трехмерный процесс радиационно-кондуктивного теплообмена. В качестве граничных условий были использованы зарегистрированные в процессе эксперимента временные зависимости температуры нагревателей. Принималось, что на поверхности образца имеет место свободная конвекция и происходит радиационный сброс энергии с поверхности образца. Постановка обратной задачи теплопроводности предусматривала определение λ_{II}, обеспечивающего минимум функционала невязки экспериментальных и расчетных значений температур в точках измерений. Из решения обратной задачи находилась только температурная зависимость $\lambda_{\perp}$, остальные теплофизические характеристики материалов считались известными: C_p и ρ определялись по правилу смеси, а $\lambda_{\perp}$ заимствовались из экспериментального исследования методом лазерной вспышки. В результате решения обратной задачи были получены λ_{II} для образцов стеклоуглепластика. Анализ результатов показал хорошее согласие между расчетно-теоретическим данными, полученными в MSC Digimat.

Заключение. Таким образом, была разработана и опробована комплексная методика определения теплофизических характеристик материалов для обшивки крыла МКА ТК. Экспериментальные результаты показали хорошее согласие с расчетными значениями, что дает возможность в дальнейшем использовать их для теплового проектирования конструкции крыла МКА ТК.

Обозначения

λ_{II} и $\lambda_{\perp}$ – коэффициенты теплопроводности в направлении, параллельном и перпендикулярном плоскости армирования соответственно, Вт/(м·К); C_p – теплоемкость, Дж/(кг·К); ρ – плотность, кг/м^3; T – температура, К.

Литература

1. Guerster M., Crawley E. F. Architectural options and optimization of suborbital space tourism vehicles // 2018 IEEE Aerospace Conference. 2018. P. 1–18.

2. Anderson E., Piven J. The Space Tourist's Handbook: Where to Go, what to See, and how to Prepare for the Ride of Your Life. Philadelphia: Quirk Books, 2005.

3. Seedhouse E. Tourists in Space. A Practical Guide. Chichester: Praxis, 2008.

4. Ashikhmina E. R., Prosuntsov P. V. Wing airfoil selection and optimization for the tourist class reusable space vehicle // AIP Conference Proceedings. 2019. Vol. 2135, No. 1. P. 020005.

5. Миненко В. Е, Семененко А. Н., Шиляева Е. Н. Проектные особенности спускаемых аппаратов класса «несущий корпус» // Инженерный журнал: наука и инновации. 2013. № 7. С. 26.

6. Ашихмина Е. Р., Агеева Т. Г., Просунцов П. В. Анализ температурного состояния и разработка тепловой защиты крыла многоразового космического аппарата туристического класса из гибридного композиционного материала // Тепловые процессы в технике. 2018. Т. 10, № 5-6. С. 265–272.

7. Агеева Т. Г., Дудар Э. Н., Резник С. В. Комплексная методика проектирования конструкции крыла многоразового космического аппарата // Авиакосмическая техника и технология. 2010. Т. 2. С. 3–8.

8. Резник С. В., Просунцов П. В., Агеева Т. Г. Оптимальное проектирование крыла суборбитального многоразового космического аппарата из гибридного полимерного композиционного материала // Вестн. НПО им. С. А. Лавочкина. 2013. № 17. С. 38–42.

9. Агеева Т. Г., Ашихмина Е. Р., Просунцов П. В. Оптимизация структуры гибридного композиционного материала для обшивки крыла многоразового космического аппарата туристического класса // Вестн. МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Машиностроение. № 1. С. 4–19.

10. Swolfs Y., Verpoest I., Gorbatikh L. Recent advances in fibre-hybrid composites: materials selection, opportunities and applications // International Materials Reviews. 2019. Vol. 64, No. 4. P. 181–215.

11. Reznik S. V., Sapronov D. V., Prosuntsov P. V. Computational and experimental investigation of mechanical and thermal contacts of ceramic blades with the metal disk in gas turbine engines // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2018. Vol. 91, No. 6. P. 1365–1372.

12. Reznik S. V., Mikhailovskii K. V., Prosuntsov P. V. Heat and mass transfer in the chemical vapor deposition of silicon carbide in a porous carbon-carbon composite material for a heat shield // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2017. Vol. 90, No. 2. P. 291–300.

13. Prosuntsov P. V., Reznik S. V., Mikhailovsky K. V., Novikov A. D., Aung Z. Y. Study variants of hard CFRP reflector for intersatellite communication // 4th Intern. Conf. on Advanced Composites and Materials Technologies for Arduous Applications. 2016. Vol. 153, No. 1.

14. Kandinsky R. O., Prosuntsov P. V. Modelling Combined Heat Exchange in the Leading Edge of Perspective Aircraft Wing // Heat and Mass Transfer in the Thermal Control System of Technical and Technological Energy Equipment. 2015.Vol. 23, No. 01019.

15. Зиновьев П. А., Смердов А. А. Оптимальное проектирование композитных материалов: учеб. пособие по курсу «Проектирование композитных конструкций. Ч. II». М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2006. – 103 с.

16. NETZSCH. 2019. URL: https://www.netzsch.com/en/.

17. Reznik S. V., Prosuntsov P. V., Mikhailovskii K. V. Prediction of thermophysical and thermomechanical characteristics of porous carbon-ceramic composite materials of the heat shield of aerospace craft // J. of Engineering Physics and Thermophysics. 2015. Vol. 88, No. 3. P. 594–601.

18. Денисов О. В., Минаков Д. С., Кирбай А. А. Методические особенности тепловых испытаний тонкостенных пластин из углепластика // Наука и образование МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2015. Т. 7. С. 171–184.

19. Comsol Multiphysics. – 2019. – URL: https://www.comsol.ru/.

УДК 532.5.013.4

ДИНАМИКА ДВУХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ В УСЛОВИЯХ НЕСИММЕТРИЧНОЙ ЛОКАЛЬНОЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ

В. Б. Бекежанова

Институт вычислительного моделирования ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск, Россия

Введение. Острый интерес к изучению динамики различных двухфазных систем вызван стремительным развитием и совершенствованием жидкостных технологий и постоянно расширяющимся кругом их применения. В частности, системы, в которых в качестве рабочих сред используются текучие среды, составляют основу современных космических технологий (процессы в топливных баках, двигателях, системах терморегулирования и жизнеобеспечения и т. п.). Ко всем элементам оборудования космических аппаратов (орбитальных платформ и спутников различного назначения) предъявляются особые требования: высокая надёжность, устойчивость работы, экономичность, малые (микро- и мини-) размеры. Указан-

ные требования связаны с особенностями условий эксплуатации и функционирования и необходимостью доставки космического аппарата на околоземную орбиту. Учитывая высокую стоимость экспериментальной отработки и ресурсных испытаний на реальных агрегатах и невозможность воссоздания рабочих условий (например, условий пониженной или переменной гравитации), альтернативными инструментами для прогнозирования динамики работы систем являются методы математического моделирования. Их использование позволяет получить априорные оценки требуемых характеристик.

Примером задачи, требующей конструктивного решения и нуждающейся в предварительном теоретическом исследовании, может служит модификация систем терморегулирования с жидкими теплоносителями. Для повышения надёжности и улучшения эффективных характеристик изучаются вопросы о возможных конфигурациях прокладки жидкостных трактов, оптимальных вариантах размещения и размеров нагревателей и/или конденсаторов, разнообразных тепловых элементов, обеспечивающих безотказное функционирование бортовой аппаратуры. Под оптимальным размещением понимается расположение нагревателей таким образом, чтобы между отдельными элементами рабочего узла было как можно меньше пустот. При этом имеются ограничения как на размеры нагревателей и их расположение относительно жидкостного тракта, так и на геометрические характеристики самого жидкостного тракта.

В настоящей работе исследуется динамика двухслойной системы жидкость–газ в условиях несимметричных локальных тепловых ударов за счёт действия нагревателей. Исследуется влияние размеров и расположения нагревателей на структуру течений в жидком теплоносителе и характер возникающих деформаций межфазной границы раздела.

Постановка задачи. Пусть две вязкие теплопроводные несжимаемые жидкости (жидкость и газ) заполняют плоскую прямоугольную кювету с твёрдыми непроницаемыми неподвижными стенками. Среды не смешиваются и контактируют вдоль общей деформируемой границы раздела $\Gamma = \{(t,x,y): y = f(t,x)\}$. На ней действуют термокапиллярные силы, при этом считается, что поверхностное натяжение жидкости линейно зависит от температуры: $\sigma = \sigma_0 - \sigma_\theta(\theta_2 - \theta_0)$, σ_0, θ_0 – равновесные значения поверхностного натяжения и температуры, σ_θ – температурный коэффициент, θ_2 – температура жидкости, σ_0, $\sigma_\theta > 0$. Массоперенос через Г за счёт испарения не учитывается.

В невозмущённом состоянии двухслойная система покоится, а межфазная граница имеет нулевую кривизну. На нижней и верхней стенке кюветы размещены тепловые источники конечного размера, действие которых приводит к возникновению конвективных движений и последующей деформации поверхности Г. Для описания движения в каждом из слоёв системы используется аппроксимация Обербека–Буссинеска уравнений Навье–Стокса. В безразмерных переменных определяющие уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial \omega_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\omega_j \frac{\partial \psi_j}{\partial y}\right) - \frac{\partial}{\partial y}\left(\omega_j \frac{\partial \psi_j}{\partial x}\right) = \frac{1}{\mathrm{Re}_j}\Delta\omega_j + \frac{\mathrm{Gr}_j}{\mathrm{Re}_j^2}\frac{\partial \theta_j}{\partial x},$$

$$\Delta\psi_j + \omega_j = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \theta_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\theta_j \frac{\partial \psi_j}{\partial y}\right) - \frac{\partial}{\partial y}\left(\theta_j \frac{\partial \psi_j}{\partial x}\right) = \frac{1}{\mathrm{Pr}_j\,\mathrm{Re}_j}\Delta\theta_j.$$

Здесь ω, ψ, θ – искомые функции тока, завихренность и температура, Gr, Re, Pr – числа Грасгофа, Рейнольдса, Прандтля соответственно, которые определяются стандартным образом, индекс *j* используется для обозначения характеристик *j*-й среды (*j* = 1 для газового слоя, *j* = 2 – для жидкого).

На внешних границах области течения ($x = 0$, $x = X$, $y = 0$, $y = Y$) для функций тока справедливы равенства $\psi_j = 0$, $\partial\psi_j/\partial n = 0$, соответствующие условиям вязкого прилипания. При задании температурного граничного режима следует учесть наличие нагревателей на нижней ($y = 0$) и/или верхней ($y = Y$) стенке:

$$\theta_2 \mid_{y=0,x\notin Q_l^s} = 0, \quad \theta_2 \mid_{y=0,x\in Q_l^s} = q_l^s(t); \qquad \theta_1 \mid_{y=Y,x\notin Q_p^{up}} = 0, \quad \theta_1 \mid_{y=0,x\in Q_p^{up}} = q_p^{up}(t), \tag{2}$$

где Q_l^s – область подложки, занятая l-м нагревателем с температурой q_l^s, Q_p^{up} – область верхней границы, занятая p-м тепловым элементом с температурой q_p^{up}.

Условия сопряжения на межфазной границе формулируются на основе законов сохранения в рамках подхода Гиббса [1]. Полагая, что скорости частиц, лежащих на Г, для обеих сред одинаковы, а сама граница Г является линией тока, все граничные соотношения удаётся записать в явном виде. Считаем, что на поверхности Г справедливы условия непрерывности температуры и тепловых потоков. Требование непрерывности общего вектора скорости наряду с условием сохранения объёма для каждой из сред дают следующие условия для функций тока: $\psi_1 = \psi_2$, $\partial\psi_1/\partial n = \partial\psi_2/\partial n$. Кинематическое условие, отражающее материальный характер поверхности, имеет вид

$$f_t + \sqrt{1+f_x^2}\,\frac{\partial\psi_2}{\partial s} = 0. \tag{3}$$

Аналоги касательной и нормальной компонент динамического условия представляют собой балансовые соотношения для функций завихренности на Г:

$$\omega_2 - \rho\nu\omega_1 = F_1(t,x), \qquad \frac{\partial\omega_2}{\partial n} - \rho\nu\frac{\partial\omega_1}{\partial n} = F_2(t,x), \qquad \rho = \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad \nu = \frac{\nu_1}{\nu_2}, \tag{4}$$

где ρ, ν – плотность и кинематическая вязкость соответственно, а функции правых частей учитывают действие термокапиллярных сил и вклад скачка давления на Г и записаны в терминах нормальной и касательной составляющих скорости точек, лежащих на поверхности Г: $v_n = -\partial\psi/\partial s$ и $v_s = \partial\psi/\partial n$. Условия (3), (4) содержат производные искомых функций по направлениям s и n, которые в каждой точке границы Г однозначно определяются единичными векторами касательной и нормали к поверхности раздела

$$\mathbf{s} = (1/\sqrt{1+f_x^2}, f_x/\sqrt{1+f_x^2}) \text{ и } \mathbf{n} = \left(-f_x/\sqrt{1+f_x^2}, 1/\sqrt{1+f_x^2}\right)$$

соответственно, где $f_x = \partial f/\partial x$.

Численный алгоритм. Для решения сформулированной сопряжённой задачи был адаптирован и реализован численный метод, предложенный в [2], позволяющий определить поле температуры и топологическую структуру возникающих движений в системе и положение границы раздела Г в каждый момент времени. Алгоритм предполагает переход от областей с криволинейными границами к прямоугольным расчётным областям на каждом временном шаге и независимое решение системы вида (1) для каждой из сред. Пусть на некотором шаге по времени известны значения компонент векторов скорости u_j, v_j (связаны с искомыми функциями соотношениями $u_j = \partial\psi_j/\partial y$, $v_j = -\partial\psi_j/\partial x$) и температур θ_j каждой из сред; в начальный момент времени u_j, v_j равны нулю. Численное решение уравнение (3) даёт новое положение границы раздела Г;

(i) физическая область отображается на расчётную с помощью следующих преобразований: $\xi = x$, $\eta = y / f(t,\xi)$ – в нижнем (жидком) слое, $\xi = x$, $\eta = (y - f(t,\xi)) / (Y - f(t,x))$ – в газовом (верхнем);

(ii) вычисляются функции температуры θ_j как решения уравнений переноса тепла в каждой из сред с условиями сопряжения на Г и граничными условиями (2);

(iii) вычисляются функции завихренности ω_j как решения уравнений движения с граничными условиями (4) и условиями Тома [3] на твёрдых стенках;

(iv) вычисляются функции тока ψ_j как решения краевых задач, включающих уравнение связи функций тока и завихренности, соотношение (3), условия сопряжения на Г и граничные условия на твёрдых стенках. Пересчитываются новые значения компонент вектора скорости u_j, v_j;

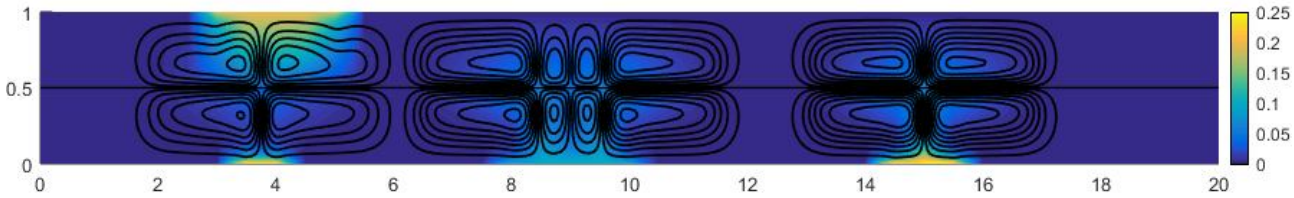
(v) для определения нового положения поверхности раздела решается уравнение (3) с насчитанными на этапе (iv) значениями функций ψ_j; осуществляется переход к этапу (i).

При решении задач для искомых функций ω_j, ψ_j, θ_j реализуется абсолютно устойчивая конечно-разностная схема стабилизирующей поправки второго порядка точности. Метод позволяет описать разрыв жидкого слоя: если в некоторый момент времени выполняется условие $\| f \| < \varepsilon$, где ε – заданный параметр, зависящий от начальной толщины жидкого слоя, то расчёт прекращается, а состояние системы трактуется как разрыв жидкого слоя.

Результаты численного моделирования. Были проведены серии расчётов для системы сред этанол–азот. Использовались следующие параметры рабочей области: длина кюветы – 20 см, высота – 1 см, толщины слоёв в невозмущённом состоянии – 0.5 см. Предполагалось, что система находится в поле массовых сил с g = 9.81 м/с^2. Исследовалось поведение системы в условиях локального нагрева тепловыми элементами разного размера, помещённых на нижнюю и верхнюю стенку несимметрично относительно оси кюветы. Рассматривался случай, когда на нижней стенке имелось три нагревателя длины 0.5 см, 1 см и 2 см; на верхней стенке – два нагревателя одинаковой длины 2 см. При этом два нижних нагревателя меньшего размера и оба верхних функционировали в переключаемом режиме, который предполагает скачкообразное увеличение/уменьшение температуры теплового источника, а температура большого нагревателя на нижней стенке была постоянной. Переключаемый режим моделирует работу тепловых элементов, характерную для режимов активации/деактива-ции некоторых узлов космического аппарата (корректировка антенн, передача данных телеметрии, переключение сенсоров и т. п.). Были рассмотрены два варианта размещения нижних нагревателей: (I) малые переключаемые тепловые элементы расположены рядом; (II) между двумя малыми переключаемыми нагревателями расположен большой нагреватель с постоянной температурой.

Было установлено, что структура течений в зоне теплового удара зависит от размера нагревателя. Над каждым из малых нагревателей (0.5 см и 1 см) в жидком слое формируется двухвихревое течение с приповерхностным погранслоем (рисунок), при этом число вихрей в процессе работы тепловых элементов не изменяется со временем. В зоне действия большого нагревателя с постоянной температурой с началом работы наблюдаются последовательные переходы от двухвихревого режима к четырёхвихревому (рисунок) и обратно (переход 2-4-2) в каждом слое. Описание динамики двухслойной системы и детальный анализ механизмов, обеспечивающих возникновение таких переходных режимов при постоянном локальном нагреве, даны в [4].

При переключаемом нагреве со стороны подложки в зоне каждого теплового удара возникают осцилляции границы раздела жидкость–газ с увеличением амплитуды деформации и краткосрочными изменениями формы термокапиллярного прогиба межфазной поверхности, а возникающий конвективный режим характеризуется формированием дрейфущих из зоны тепловой нагрузки вихрей.



Тепловая и гидродинамическая структура течений в двухслойной системе этанол–азот в условиях несимметричного локального нагрева (вариант II) через 10 с после активации нагревателей

Показано, что в случае (I), когда переключаемые нагреватели располагаются один за другим, одновременное скачкообразное увеличение их температуры может приводить к значительному росту касательной скорости на межфазной границе. Чтобы избежать формирования неконтролируемых турбулентных режимов, вызванных критическим увеличением касательной скорости на Г, переключаемые нагреватели должны быть расположены на достаточном удалении друг от друга, либо разделяться нагревателями действующими с постоянной температурой (вариант II) так, чтобы поверхность раздела успевала релаксировать «между» зонами тепловых ударов. Действие верхних нагревателей не является дополнительным дестабилизирующим фактором и не приводит к увеличению амплитуды деформаций межфазной границы. Поэтому верхние нагреватели могут быть использованы в качестве дублирующих или дополнительных тепловых элементов для обеспечения эффективной мощности рабочих узлов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта «Теоретическое и экспериментальное исследование процессов тепломассообмена в двухфазных системах термического контроля» (код проекта 18-41-242005).

Литература

1. Андреев В. К., Гапоненко Ю. А., Гончарова О. Н., Пухначев В. В. Современные математические модели конвекции. М.: Физматлит, 2008. – 368 с.
2. Ovcharova A. S. Rupture of liquid film, placed over deep fluid, under action of thermal load // Int. J. Heat Mass Transfer. 2014. Vol. 78. P. 294–301.
3. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. – 618 с.
4. Bekezhanova V. B., Ovcharova A. S. Convection regimes induced by local boundary heating in a liquid – gas system // J. Fluid Mech. 2019. Vol. 873. P. 441–458.

УДК 621.039

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ЗАКРУЧЕННОЙ ТРУБЕ В СПИРАЛЬНО-ВИНТОВОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Е. А. Белавина, П. А.Сардов, Н. Г. Разуванов

Объединённый институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Задачи гидродинамики и теплообмена в плавных поворотах труб, в тороидальной трубе, в закрученных каналах-змеевиках предлагается решать в спирально-винтовой системе координат. Такая задача решается для течения жидкого металла в обогреваемой спирально-винтовой трубе (рисунок). Подобные участки каналов встречаются в теплообменном оборудовании и, применительно к жидким металлам, в системах охлаждения ядерных реакторов на быстрых нейтронах.

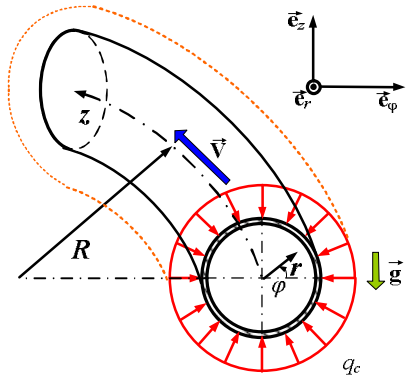


Схема задачи

В работе на языке тензорного анализа предложен вывод дифференциальных уравнений сохранения в приближении к среде жидкого металла. За основу взяты хорошо известные уравнения для цилиндрической системы [1], куда предлагается добавить члены, связанные с закруткой, появляющиеся в спирально-винтовой системе координат. Преимущество этой системы – в простоте геометрии: используется структурная расчетная сетка, элементы сетки не дробятся и совпадают с границами расчетной области. Благодаря этому увеличивается скорость расчета, а объем вычислений существенно уменьшается.

В большинстве встречающихся работ (например, в [2]) посредством преобразования координат переходят от декартовой к спирально-винтовой системы координат. Предложенный авторами подход является наиболее общим и более строгим. Используется система дифференциальных уравнений сохранения движущейся сплошной среды в обобщенной системе координат. Предлагаемая методика вывода слагаемых позволяет записать уравнения в любой криволинейной системе координат.

Течение и теплообмен стационарное течение несжимаемой среды можно описать следующей системой дифференциальных уравнений в векторном виде:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \tag{1}$$

$$\rho(\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{V} + \rho \mathbf{f}, \tag{2}$$

$$\rho C_p (\mathbf{V} \cdot \nabla) T = \lambda \Delta T. \tag{3}$$

где (1) – уравнение неразрывности, (2) – закон сохранения импульса, (3) – закон сохранения удельной энтальпии движущейся среды. В этих уравнениях дифференцирование представляется оператором ∇. Здесь ρ – плотность, λ – теплопроводность, C_p – теплоемкость среды, p – давление, $\mathbf{f}$ – вектор массовых сил (сила плавучести в данной задаче). Дивергенция от вектора скорости $\mathbf{V}$ обозначена как скалярное произведение $\nabla \cdot \mathbf{V}$, градиент от скалярного поля ∇p *и* ∇T, лапласиан от скалярного поля ΔT, лапласиан от векторного поля $\Delta \mathbf{V}$.

В цилиндрической системе координаты выражаются тройкой (r, φ, z) и базис $\mathbf{e}_{0i}$ (i = 1, 2, 3) – ортогональный. В спирально-винтовой системе координат координатные линии осей z закручиваются вокруг некоторой оси с радиусом R (см. рисунок). В такой системе ко-

ординаты также выражаются тройкой (r, φ, z), при этом базис остается ортогональным, но, в отличие от цилиндрической, базисный вектор $\mathbf{e}_z$ направлен по касательной к осевой координатной линии-окружности и является функцией (r,φ).

Необходимо ввести понятие *обратного* базиса [3]. Обратный базис $\mathbf{e}^i$ определяется через прямой $\mathbf{e}_i$ соотношениями $\mathbf{e}^i=(\mathbf{e}_j\times\mathbf{e}_k)/[\mathbf{e}_i\cdot(\mathbf{e}_j\times\mathbf{e}_k)]$, где ($i$, j, k) – циклическая перестановка чисел (1, 2, 3).

Вводится понятие *ковариантных* и *контравариантных* компонент [4], они соответствуют верхним и нижним индексам, так что ковариантный базис – $\mathbf{e}_i$, а контравариантный – обратный ему $\mathbf{e}^i$. Вектор $\mathbf{r}$ раскладывается по координатам прямого и обратного базиса $\mathbf{r} = x^i\mathbf{e}_i = x_i\,\mathbf{e}^i$, $x^i = (r, \varphi, z)$.

Свойства системы координат определяются скалярным произведением базисных векторов и выражаются метрическим тензором g_{ij}. Для ковариантного базиса в винтовой системе координат запишем

$$g_{ij} =(\mathbf{e}_i\cdot\mathbf{e}_j) =\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & r^2 & 0 \\ 0 & 0 & (1+\frac{r}{R}\cos\varphi)^2 \end{pmatrix}. \tag{4}$$

Определитель матрицы метрического тензор $G = |g_{ij}| = r^2(1+\frac{r}{R}\cos\varphi)^2$.

Для обратного (контравариантного) метрического тензора справедливы формулы

$$g^{ij} =(\mathbf{e}^i\cdot\mathbf{e}^j)= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1/r^2 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\left(1+\frac{r}{R}\cos\varphi\right)^2} \end{pmatrix}. \tag{5}$$

Определитель матрицы метрического тензора обратного базиса $|g_{ij}|^{-1} = |g^{ij}| = 1/G$. Вектор можно разложить по ко- и контравариантному базису, при этом компоненты вектора будут контра- и ковариантными соответственно. Нас интересуют контравариантные компоненты вектора скорости в разложении по прямому базису:

$$\mathbf{V} = V^i\,\mathbf{e}_i,\ \mathbf{V} = (V^r,\ V^\varphi,\ V^z). \tag{6}$$

«Физические» компоненты V^{*i} вектора $\mathbf{V} = (V^{*r},\ V^{*\varphi},\ V^{*z})$ имеют одинаковую размерность – м/с. Связь с физическими компонентами определяется диагональными компонентами метрического тензора g_{ii} (по i не суммировать):

$$V^i = \frac{V^{*i}}{\sqrt{g_{ii}}}. \tag{7}$$

Уравнения сохранения теперь (1)–(3) можно записать в тензорном виде [3]:

$$V^k_{,k} = 0, \tag{8}$$

$$\rho V^k\cdot V^i_{,k} = -g^{ik}\frac{\partial p}{\partial x^k} + \mu g^{km}(V^i_{,m})_{,k} + \rho f^i, \tag{9}$$

$$\rho C_p V^k\cdot T_{,k} = \lambda\,\frac{1}{\sqrt{G}}\frac{1}{\partial x^i}\left(g^{ij}\sqrt{G}\frac{\partial T}{\partial x^j}\right). \tag{10}$$

Здесь тензор производных по координатам от вектора скорости $V^i_{,k} = \frac{\partial\mathbf{v}}{\partial x^k}\cdot\mathbf{e}^i = \frac{\partial V^i}{\partial x^k} + V^j\cdot\Gamma^i_{jk}$, где введены символы Кристоффеля второго рода [3], которые определяют разложе-

ние производной от базисного вектора по контравариантному базису: $\Gamma^i_{jk} = \mathbf{e}^i \cdot \frac{\partial \mathbf{e}_j}{\partial x^k}$. Символы Кристоффеля Γ^i_{jk} можно рассчитать непосредственно по этой формуле, либо через производные от метрического тензора по соответствующим формулам [3].

Вязкий член $\mu\Delta\mathbf{V}$ в уравнении (3) можно определить через тензор $V^i_{,k}$, взяв ковариантную производную от тензора по правилам [3]:

$$(V^i_{,k})_{,m} = \frac{\partial (V^i_{,k})}{\partial x^m} + (V^j_{,k}) \cdot \Gamma^i_{jm} - (V^i_{,j}) \cdot \Gamma^j_{mk} \,. \tag{11}$$

Рассмотрим теперь результат преобразования системы уравнений (7)–(9) в спирально-винтовой системе координат для «физических» компонент вектора. В уравнениях можно выделить два вида членов: члены, которые не связаны с закруткой потока, такие же, как и в цилиндрической системе координат [2] и добавочные члены, в которые входит радиус закрутки ребра R.

В уравнении неразрывности добавятся слагаемые:

$$\frac{1}{R} A \left(V^r \cos\varphi - V^\varphi \sin\varphi + r \cos\varphi \frac{\partial V^z}{\partial z} \right).$$

В конвективной части уравнения движения (9) появятся следующие члены:

$$i = 1, \quad V^z \frac{\partial V^r}{\partial z}(A-1) + (V^z)^2 A \frac{\cos\varphi}{R}, \tag{12}$$

$$i = 2, \quad V^z \frac{\partial V^\varphi}{\partial z}(A-1) + (V^z)^2 A \frac{\sin\varphi}{R}, \tag{13}$$

$$i = 3, \quad V^z \frac{\partial V^z}{\partial z}(A-1) + \frac{V^z}{R} A (V^r \cos\varphi - V^\varphi \sin\varphi). \tag{14}$$

Здесь и далее вводится обозначение: A=$1/\left(1 + \frac{r}{R}\cos\varphi\right)$.

Эти члены представляют собой инерционные силы, которые возникают во вращательной системе координат: компоненты центробежной и кориоллисовой сил. Эти силы компенсируются градиентом давления, добавочная компонента которого в правой части уравнения имеет вид

$$i = 3, \qquad (1-A)\,\frac{\partial p}{\partial z}\,. \tag{15}$$

Ниже приведены добавочные члены в уравнении движения (9) для компонент силы вязкости $\mu \mathrm{g}^{km} (V^i_{,m})_{,k}$. Здесь лучше внести коэффициент μ под знак производной, для последующего перехода к осредненным уранениям Рейнольдса $\mathrm{g}^{km} (\mu V^i_{,m})_{,k}$:

$$i = 1\text{: } (A^2-1)\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial V^r}{\partial \varphi}\right) + \frac{\mu \cos\varphi}{R} A^2 \left(\frac{\partial V^z}{\partial z} + \frac{V^r \cos\varphi}{r} - \frac{V^\varphi \sin\varphi}{R}\right) + \frac{\cos\varphi}{R} A \left(\frac{\partial}{\partial z}(\mu V^z) - \mu \frac{\partial V^r}{\partial r}\right) -$$

$$- \frac{\mu}{R}\frac{\sin\varphi}{r} A \left(\frac{\partial V^r}{\partial \varphi} - V^r\right), \tag{16}$$

$$i = 2\text{: } \quad (A^2-1)\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu \frac{\partial V^\varphi}{\partial z}\right) + \frac{\sin\varphi}{R} A^2 \left(\mu\left(-\frac{\partial V^z}{\partial z} + \frac{V^\varphi \sin\varphi}{R} - \frac{V^r \cos\varphi}{R}\right) - \frac{\partial(\mu V^z)}{\partial z}\right) +$$

$$+ \frac{\mu}{R} A \left(\left(\frac{\partial V^\varphi}{\partial \varphi} + \frac{V^r}{r}\right) \sin\varphi - \frac{\partial V^\varphi}{\partial r} \cos\varphi \right), \tag{17}$$

$i = 3$: $$(A^2-1)\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial V^z}{\partial z}\right)+\frac{\mu}{R}A^2\left(\mu\left(\frac{\partial V^r}{\partial z}+\frac{V^z\cos\varphi}{R}\right)\cos\varphi-\left(\frac{\partial V^\varphi}{\partial z}-\frac{V^z\sin\varphi}{R}\right)\sin\varphi\right)-$$

$$-\frac{\mu}{R}A^2\frac{\partial}{\partial z}(V^r\cos\varphi-V^\varphi\sin\varphi)+\frac{\mu}{R}A\left(\frac{\partial V^z}{\partial r}\cos\varphi+\frac{\partial V^z}{\partial\varphi}\sin\varphi\right). \quad (18)$$

В уравнении сохранения энергии (10) в левой конвективной части появится дополнительное слагаемое:

$$(A-1)V^z\frac{\partial T}{\partial z}. \quad (19)$$

В правой части (10) появятся новые члены:

$$(A^2-1)\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right)+\frac{\lambda}{R}A\left(\frac{\partial T}{\partial r}\cos\varphi-\frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial\varphi}\sin\varphi\right). \quad (20)$$

Система уравнений (8)–(10) приводилась к безразмерному виду и в несколько ином виде (для осредненных величин) решалась в пакете для численного моделирования процессов гидродинамики и тепломассобмена ANES20XE [4].

Уравнения решались в цилиндрической системе координат, где источниковыми членами добавлялись слагаемые (12)–(20). Радиус поворота R принимался равным (5–10)r. Два варианта расчетов выполнено с учетом турбулентности: алгебраически методом вводился коэффициент турбулентной вязкости по формулам Рейхардта, и двухпараметрическим – k–ε-модель.

Обнаружено существенное влияние закрутки потока на характеристики теплообмена: поля скорости, температуры, распределения температуры стенки и по преиметру сечения, и по длине трубы.

Литература

1. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Дрофа, 2003. – 840 с.

2. Комов А. Т., Токарев Ю. Н. Численный анализ ламинарных закрученных потоков несжимаемой жидкости в декартово-винтовых координатах // Тр. 4-й Рос. нац. конф. по теплообмену. М., 2006. С. 153–155.

3. Борисенко А. И., Тарапов И. Е. Векторный анализ и начала тензорного исчисления. М.: Высшая школа, 1966. – 252 с.

4. Артемов В. И., Яньков Г. Г., Карпов В. Е., Макаров М. В. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена в элементах теплотехнического и энергетического оборудования // Теплоэнергетика. 2000. № 7. С. 52–59.

УДК 533.15

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТОВ ВЗАИМНОЙ ДИФФУЗИИ НЕКОТОРЫХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ГАЗОВ

А. Ф. Богатырев[1], М. А. Кучеренко[1], О. А. Макеенкова[2]

[1]Филиал ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», г. Смоленск, Россия
[2]ФГБОУ ВО «Смоленский государственный университет», г. Смоленск, Россия
tfs209@yandex.ru

Исследование коэффициентов переноса смесей углеводородных газов имеет большое значение для повышения эффективности работы топливно-энергетического комплекса (ТЭК). Развитие и совершенствование многих технологических процессов в ТЭК связано с переносом тепла и массы, что непрерывно требует наличия информации о различных теплофизических свойствах веществ в широком диапазоне термодинамических параметров. Однако в научной литературе в настоящее время имеется ограниченное число экспериментальных данных, даже в разреженных смесях газов [1–5]. В настоящее время при отсутствии экспериментальных данных расчеты коэффициентов переноса осуществляют двумя способами, кинетическим [3–9] и различными полуэмпирическими методами [2, 4, 5]. Полуэмпирические методы, как правило, применимы только для ограниченного числа газов и в основном требуют наличия экспериментальных данных. Развитие кинетических методов требует, как правило, экспериментальных значений вязкости чистых газов. Правда, в последнее время развитие этого метода на расчет коэффициентов переноса требует и наличия экспериментальных данных [7, 8].

В работе [10] нами был предложен метод вычисления произведения квадрата эффективного диаметра двух молекул и соответствующего интеграла столкновений для данного потенциала, который вычисляется из коэффициентов вязкости чистых газов при данной температуре:

$$\sigma_{12}^2\Omega_{12}^{(22)*} = \frac{2\sigma_1^2\Omega_1^{(22)*}\sigma_2^2\Omega_2^{(22)*}}{\sigma_1^2\Omega_1^{(22)*} + \sigma_2^2\Omega_2^{(22)*}}. \quad (1)$$

Значения $\sigma_1^2\Omega_1^{(22)*}$ и $\sigma_2^2\Omega_2^{(22)*}$ можно вычислить при различных температурах из обобщенной зависимости вязкости чистых газов [2] или непосредственно из экспериментальных значений коэффициентов вязкости. Далее для расчета коэффициентов переноса газовых смесей нами использовались формулы и методы расчета, приведенные в монографии [6].

Как показали наши расчеты, такой подход позволяет рассчитать коэффициенты вязкости, диффузии и термодиффузии, оставаясь в рамках потенциала Леннарда–Джонса, включая так называемые классические газовые смеси, а также ряд углеводородных газов из алканов.

Наши расчеты коэффициентов взаимной диффузии (КВД) были выполнены для 16 пар газов [10–14], для 18 газовых смесей была определена вязкость [10–15]. При этом вязкость была рассчитана также и для трехкомпонентных смесей газов [15]. Отклонения эксперимента и расчета для большинства систем газов лежали в пределах 1–3%, а для отдельных газовых смесей достигали 5%.

В связи с тем, что экспериментально измеренные коэффициенты переноса для углеводородных разреженных газов или практически отсутствуют или их немного, нами были измерены температурные зависимости коэффициентов взаимной диффузии четырех систем газов. Измерения проводились на установке, реализующей стационарный проточный метод [16]. В работе использовались две диффузионные ячейки: первая со щелевым зазором 1 мм и

суммарной площадью капилляров 2,096 см^2 и длиной капилляров 10,036 см; вторая ячейка с щелевым зазором 3 мм, суммарной площадью 1,725 см^2 и длиной капилляров 14,970 см.

В качестве анализатора состава смеси газов использовали интерферометр ИТР-1 и газовый хроматограф. Все основные части установки были выполнены из нержавеющей стали Х18Н10Т. Точность термостатирования в интервале температур 273–473 К поддерживалась с помощью жидкостного термостата с точностью 0,02 К, а в интервале температур 475–700 К с помощью электрических нагревателей с точностью 0,1 К. При этом точность колебания температуры внутри установки была менее 0,0001 К.

Измерения были выполнены для четырех систем газов C_2H_6–C_3H_8, C_2H_6–C_5H_{12}, C_3H_8–C_4H_{10} и CH_4–C_5H_{12} в интервале температур 273–673 К. Все измерения были выполнены в газовой фазе до термического разложения указанных газов. Точность измерений КВД данным методом составила 1–2%. Результаты измерений приведены в табл. 1–4, здесь же приведены значения коэффициентов диффузии, рассчитанные нами по формулам [6, 10] с учетом формулы (1) для потенциала Леннарда–Джонса. Для систем C_3H_8–C_2H_6 и C_4H_{10}–C_3H_8 также приведены экспериментальные значения коэффициентов диффузии по работам [17] и [18] соответственно.

Таблица 1

Коэффициенты взаимной диффузии разреженной газовой системы C_3H_8–C_2H_6

T_{12}, К	D_{12}(эксп.), см^2/с	D_{12}(выч.), см^2/с [17]	η(C_3H_8), мкПа·с	η(C_2H_6), мкПа·с	D_{12}(выч.), см^2/с	Отклонение D_{12}(выч.) от D_{12}(эксп.), %
273	0,065		7,49	8,59	0,067	-3,1
293	0,076	0,0774	8,02	9,18	0,077	-1,3
323	0,091		8,81	10,05	0,092	-1,1
373	0,121	0,123	10,12	11,46	0,122	-0,8
473	0,193	0,195	12,62	14,09	0,190	2,6
523	0,235	0,232	13,82	15,32	0,230	1,6
573	0,276		14,97	16,50	0,272	1,6
623	0,320		16,07	17,64	0,316	2,1
673	0,374		17,13	18,73	0,363	1,5

Таблица 2

Коэффициенты взаимной диффузии разреженной газовой системы C_4H_{10}–C_3H_8

T_{12}, К	D_{12}(эксп.), см^2/с	D_{12}(эксп.), см^2/с [18]	η(C_4H_{10}), мкПа·с	η(C_3H_8), мкПа·с	D_{12}(выч.), см^2/с	Отклонение D_{12}(выч.) от D_{12}(эксп.), %
273	0,041		6,81	7,49	0,042	-2,4
293	0,048		7,30	8,02	0,049	-2,1
298	0,051	0,051	7,42	8,15	0,050	2,0
323	0,061		8,03	8,81	0,059	3,3
333	0,062	0,064	8,28	9,07	0,063	-1,6
373	0,076	0,078	9,24	10,12	0,078	-2,6
418	0,099	0,098	10,31	11,26	0,097	2,0
468	0,124	0,120	11,48	12,50	0,121	2,4
473	0,126		11,60	12,62	0,123	2,4
523	0,152		12,75	13,82	0,150	1,3
573	0,182		13,89	14,97	0,178	2,2
623	0,214		15,02	16,07	0,208	2,8
673	0,247		16,13	17,13	0,240	2,9

Таблица 3

Коэффициенты взаимной диффузии разреженной газовой системы C_5H_{12}–CH_4

T_{12}, K	D_{12}(эксп.), см^2/с	η(C_5H_{10}), мкПа·с	η(CH_4), мкПа·с	D_{12}(выч.), см^2/с	Отклонение D_{12}(выч.) от D_{12}(эксп.), %
323	0,129	7,53	11,87	0,131	-2,1
373	0,170	8,57	13,41	0,171	-1,6
423	0,216	9,60	14,85	0,215	-0,6
473	0,268	10,63	16,23	0,264	0,5
523	0,320	11,67	17,54	0,316	1,5
573	0,378	12,70	18,78	0,373	1,3
623	0,444	13,73	19,97	0,433	1,3
673	0,508	14,77	21,11	0,497	2,5

Таблица 4

Коэффициенты взаимной диффузии разреженной газовой системы C_5H_{12}–C_2H_6

T_{12}, K	D_{12}(эксп.), см^2/с	η(C_5H_{10}), мкПа·с	η(C_2H_6), мкПа·с	D_{12}(выч.), см^2/с	Отклонение D_{12}(выч.) от D_{12}(эксп.), %
323	0,071	7,53	10,05	0,073	-2,8
373	0,099	8,57	11,46	0,096	3,0
423	0,124	9,60	12,80	0,121	2,4
473	0,153	10,63	14,09	0,149	2,7
523	0,186	11,67	15,32	0,180	3,0
573	0,218	12,70	16,50	0,213	2,3
623	0,251	13,73	17,64	0,249	0,8
673	0,293	14,77	18,73	0,287	2,7

Как видно из табл. 1–4, наши экспериментальные данные согласуются с вычисленными в пределах 1–3%. Также наши данные хорошо согласуются с экспериментальными и вычисленными значениями других авторов. На основе проведенных исследований данный метод вычислений [10] можно рекомендовать для расчета температурной зависимости КВД в пределах погрешности экспериментальных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-08-00309).

Обозначения

T_{12} – температура, K; D_{12} – коэффициент взаимной диффузии, см^2/с; η – коэффициент вязкости, мкПа·с; σ_1, σ_2 – эффективный диаметр молекулы, нм; $\Omega_1^{(22)*}$ – интеграл столкновений при приведенной температуре $T_{12}^* = T_{12}/\varepsilon_{12}$, ε_{12} – энергетический параметр потенциала межмолекулярного взаимодействия, K.

Литература

1. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. – 720 с.

2. Григорьев Б. А., Герасимов А. А., Александров И. С. Теплофизические свойства углеводородов нефти, газовых конденсатов, природного и сопутствующих газов: в 2-х т. М.: Изд. дом МЭИ, 2019. Т. 1. – 735 с., Т. 2. – 484 с.

3. Шашков А. Г., Золотухина А. Ф., Василенко В. Б. Фактор термодиффузии газовых смесей. Минск: Белорус. наука, 2007. – 239 с.

4. Рид Р., Праусниц Д., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982. – 591 с.

5. Богатырев А. Ф., Григорьев Б. А., Незовитина М. А. Коэффициенты взаимной диффузии углеводородных и природных газов. М.: Газпром ВНИИГАЗ, 2016. – 144 с.

6. Гиршфельдер Д., Кертис Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961. – 929 с.

7. Фокин Л. Р., Калашников А. Н. Транспортные свойства смеси разреженных газов CH_4-N_2 // ИФЖ. 2016. Т. 89, № 1. С. 240–249.

8. Moghadasi J., Papari M. M., Yousefi F., Haghighi B. Transport coefficients of natural gases // J. Chem. Eng. Jpn. 2007. Vol. 40, No. 9. P. 698–710.

9. Vogel E., Küchenmeister C., and Bich E. Viscosity correlation for n-butane in the fluid region // High Temperatures-High Pressures. 1999. Vol. 31. P. 173–186.

10. Bogatyrev A. F., Makeenkova O. A., Belalov V. R., and Kucherenko M. A. Calculation of viscosity and diffusion coefficients in binary mixtures of dilute gases // Advanced Studies in Theoretical Physics. 2017. Vol. 11, No. 6. P. 283–296.

11. Bogatyrev A. F., Makeenkova O. A., Kucherenko M. A. Transport properties of natural gas mixtures: viscosity, diffusion, thermal diffusion // J. of Heat and Mass Transfer. 2019. Vol. 17, No. 2. P. 365–377.

12. Богатырев А. Ф., Кучеренко М. А., Макеенкова О. А., Козлов А. Д. Расчет коэффициентов взаимной диффузии газовых смесей системы азот–этан // Сб. тр. VIII МНТК «Энергетика, информатика, инновации – 2018». Смоленск: «Универсум», 2018. Т. 1. С. 68–71.

13. Богатырев А. Ф., Кучеренко М. А., Макеенкова О. А. Расчет коэффициентов вязкости и диффузии разреженных бинарных смесей двуокиси углерода с этаном и пропаном // Междунар. научно-исследовательский журн. 2018. № 7 (73). С. 7–12.

14. Богатырев А. Ф., Белалов В. Р., Кучеренко М. А., Макеенкова О. А. Коэффициенты вязкости, диффузии и термодиффузионная постоянная в смеси разреженных газов H_2-N_2 // Сб. тр. VII МНТК «Энергетика, информатика, инновации – 2017». Смоленск: «Универсум», 2017. Т. 1. С. 48–52.

15. Bogatyrev A. F., Makeenkova O. A., Kucherenko M. A. Transport properties of natural gas mixtures related to viscosity // J. of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 15, No. 3. P. 777–790.

16. Богатырев А. Ф. Осадчий С. Ф. Диффузионный аппарат. А. с. 890152. 1981.

17. Weissman S. Estimation of diffusion coeffitients from viscosity measurements. Polar and polyatomic gases // J. Chem. Phys. 1964. Vol. 40. P. 3397–3409.

18. Abe Y., Kestin J., Khalifa H. E., and Wakeham W. A. The viscosity and diffusion coefficients of the mixtures of four light hydrocarbon gases // Physica. 1978. Vol. 93A. P. 155–170.

УДК 536.2: 517.977.56

ОБРАТНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И ЗАДАЧИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ

В. Т. Борухов, Г. М. Заяц

Институт математики НАН Беларуси, г. Минск

Для решения ряда задач идентификации и управления процессами переноса эффективно применяются методы теориии динамических систем. Понятия динамической системы (ДС) вход–состояние–выход и обратной динамической системы (ОДС) возникли в математической теории систем [1–3]. Метод ОДС содержит два этапа: вывод системы уравнений и краевых условий, определяющих ОДС, и решение начально-краевой задачи, полученной на первом этапе. Краткий обзор применений метода ОДС дан в [4, 5].

Важно отметить, что начально-краевая задача, определяющая ОДС, является нестандартной (неклассической) задачей [6], поскольку в общем случае она содержит интегро-дифференциальные и функционально-дифференциальные термы. С другой, стороны ОДС можно рассматривать как замыкание обратной связью некоторой стандартной калибровочной ДС. Это свойство ОДС можно использовать для имплементации численной схемы решения нестандартной начально-краевой задачи. А именно, нестандартные термы задачи можно вычислять на текущем временном слое, исходя из данных предыдущего временного слоя. Такой подход применялся в работах [5, 7, 8] для численного решения задачи восстановления источников в уравнениях параболического и гиперболического типов.

1. Постановка задачи. Рассмотрим систему нелинейных уравнений гиперболического типа

$$\rho(T)c(T)\frac{DT}{Dt} = -\frac{\partial q}{\partial x} + g(x,t), \qquad \tau\frac{Dq}{Dt} = -\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x} - q, \quad x \in [0,l],\, t \in [0,t_f],$$

где $T = T(x,t),\ q = q(x,t)$ – искомые функции, $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v(x)\frac{\partial}{\partial x}$ – материальная производная, $\rho(T) > 0,\, c(T) > 0,\, \lambda(T) > 0,\, v(x),\, g(x,t)$ – гладкие функции. Система описывает, в частности, процессы распространения тепла в нелинейной среде с учетом времени релаксации теплового потока τ и конвективной составляющей тепла [9, 10]. При $\tau = 0$ эта система уравнений приводима к одному нелинейному уравнению теплопроводности параболического типа, а при $\tau > 0$ и при отсутствии конвективного терма – к одному нелинейному уравнению теплопроводности гиперболического типа.

Дополним систему начальными и краевыми условиями:

$$T(x,0) = T_0(x),\ q(x,0) = q_0(x), \quad T(0,t) = g_1(t),\ T(l,t) = g_2(t)$$

и рассмотрим обратную задачу (ОЗ) восстановления источника $g(x, t)$.

ОЗ состоит в идентификации временных компонент $u(t) = colon\left(u_1(t),...,u_m(t)\right)$ функции источника

$$g(x,t) = \sum_{i=1}^{m} b_i(x)u_i(t) = b(x)u(t),\ b(x) = \left(b_1(x),...,b_m(x)\right),$$

по данным измерений взвешенных температур $y(t) = colon\left(y_1(t),...,y_m(t)\right)$, определяемых равенством

$$y(t) = \int_0^l T(s,t)\,p(s)ds, \quad t \in [0, t_f],$$

где $p(x) = colon\big(p_1(x),...,p_m(x)\big)$, $p_i(x)$, $i = \overline{1,m}$, – обобщенные функции (распределения конечного порядка сингулярности).

Начально-краевые условия и вектор взвешенных температур служат дополнительными данными для ОЗ. В частном случае вектор взвешенных температур может совпадать с набором изменяющихся во времени значений температурного поля в заданных точках среды.

2. Применение метода обратных динамических систем. В нашем подходе прямая задача вычисления температурного поля и вектора взвешенных температур соотносится с распределенной ДС (обозначим ее символом Σ_τ) [4]. При этом пара {температурное поле, тепловой поток} является состоянием ДС Σ_τ, вектор $u(t)$ временных компонент источника тепла рассматривается как входной сигнал ДС, а вектор взвешенных температур $y(t)$ определяет выходной сигнал ДС. Метод ОДС состоит в построении системы обратной к системе Σ_τ.

Без существенного ограничения общности (см. [5]) будем считать, что $\rho(T)c(T) \equiv 1$. Используя замену переменных (калибровку поля T)

$$T(x,t) = w(x,t) + b(x)f(t), \quad f(t) = \int_0^t u(s)ds,$$

перейдем к системе (обозначим ее символом $\Sigma_{\tau g}$)

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial q}{\partial x} - v(x)\frac{db}{dx}\,f(t), \tag{1}$$

$$\tau\,\frac{Dq}{Dt} = -\lambda(w(x,t) + b(x)f(t))\,\frac{\partial w}{\partial x} - q - \lambda(w(x,t) + b(x)f(t))\,\frac{db}{dx}\,f(t), \tag{2}$$

$$y(t) = \int_0^l w(s,t)\,p(s)ds + \int_0^l p(s)b(s)ds\;f(t) \tag{3}$$

с начально-краевыми условиями

$$w(x,0) = T_0(x),\; q(x,0) = q_0(x), \tag{4}$$

$$w(0,t) = -b(0)f(t) + g_1(t),\; w(l,t) = -b(l)f(t) + g_2(t). \tag{5}$$

Обозначим $\tilde{\mathcal{D}} = \int_0^l p(s)b(s)ds$ и предположим, что $m \times m$ матрица $\tilde{\mathcal{D}}$ существует и обратима. Тогда из (3) следует, что

$$f(t) = \tilde{\mathcal{D}}^{-1}\left(-\int_0^l w(s,t)\,p(s)ds + y(t)\right). \tag{6}$$

Подставляя (6) в уравнения (1), (2), (5), получим начально-краевую задачу для описания динамики обратной ДС $\Sigma_{\tau g}^{-1}$. Поскольку

$$u(t) = \frac{d}{dt}\,\tilde{\mathcal{D}}^{-1}\left(-\int_0^l w(s,t)\,p(s)ds + y(t)\right), \tag{7}$$

то ДС $\Sigma_{\tau}^{-1} := \Sigma_{\tau g}^{-1}$, обратная к ДС Σ_{τ}, задается системой уравнений (1), (2), (4)–(7) или, в эквивалентной форме, системой уравнений (1), (2), (4), (5), (6), замкнутой обратной связью (7). Таким образом, динамика обратной ДС $\Sigma_{\tau g}^{-1}$ определяется нестандартной системой интегро-дифференциальных уравнений в частных производных и неклассическими краевыми условиями, а решение ОЗ – соотношением (7).

Доказано существование траекторий ДС $\Sigma_{\tau g}^{-1}$, удовлетворяющих начальным и краевым условиям (4), (5). Для численного решения полученной нестандартной начально-краевой задачи можно использовать классические разностные схемы. Численные примеры приводятся в работах [5–8].

В отсутствии конвективной составляющей тепла ($v = 0$) рассмотренная система уравнений эквивалентна нелинейному уравнению теплопроводности гиперболического типа

$$\tau \frac{\partial}{\partial t}\left(\rho(T)c(T)\frac{\partial T}{\partial t} \right) + \rho(T)c(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial x} \right) + b(x)u(t) + \tau\, b(x)\frac{du}{dt}$$

с начально-краевыми условиями

$$T(x,0) = T_0(x), \left.\frac{\partial T}{\partial t}\right|_{t=0} = -\frac{dq}{dx} + b(x)u(0), \quad T(0,t) = g_1(t),\ T(l,t) = g_2(t)\,.$$

Данное уравнение и начально-краевые условия вместе с уравнением $y(t) = \int_0^l T(s,t)\,p(s)ds$, $t \in [0, t_f]$, описывают ДС, которую далее будем обозначать символом $\Sigma_{h\tau}$.

Как и ранее будем считать, что $\rho(T)c(T) = 1$. Тогда обратная ДС $\Sigma_{h\tau}^{-1}$ задается уравнением

$$\tau \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda(w + b(x)f(t))\frac{\partial}{\partial x}(w + b(x)f(t)) \right),$$

краевыми условиями (5), начальными условиями

$$w(x,0) = T_0(x), \quad \left.\frac{\partial w}{\partial t}\right|_{t=0} = -\frac{dq}{dx},$$

обратной связью (6) и уравнением (7), определяющим выходной сигнал ДС $\Sigma_{h\tau}^{-1}$.

Таким образом, ОЗ восстановления вектор-функции $u(t)$ (временной компоненты функции источника $g(x, t)$) сведена к прямой, в общем случае, неклассической начально-краевой задаче. Отметим, что при дополнительных ограничениях [5, 7, 8] на вектор-функции $b(x)$, $p(x)$ регуляризация ОДС сводится к регуляризации оператора d/dt в выражении (7). В общем случае для регуляризации ОДС мы используем методы квазиобращения и вспомогательных граничных условий [11].

Метод ОДС применялся [12] в Институте технологии металлов НАН Беларуси для определения коэффициентов теплоотдачи в процессе затвердевания отливок в струйных кристаллизаторах.

Литература

1. Калман Р. Е., Фалб П., Арбиб М. Очерки по математической теории систем. Пер. с англ. М.: Едиториал УРСС, 2004. – 400 с.

2. Silverman L. M. Inversion of multivariate linear systems // Automat. Control. IEEE Trans. 1969. Vol. 14. P. 270–276.

3. Borukhov V. T. Inversion of distributed linear time-invariant dynamical systems // Automation and Remote Control. 1982. Vol. 43. P. 593–599.

4. Борухов В. Т., Гайшун И. В., Тимошпольский В. И. Структурные свойства динамических систем и обратные задачи математической физики. Минск: Беларус. наука, 2009. – 174 с.

5. Borukhov V. T., Zayats G. M. Identification of a time-dependent source term in nonlinear hyperbolic or parabolic heat equation // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. Vol. 91. P. 1106–1113.

6. Borukhov V. T., Vabishchevich P. N. Numerical solution of the inverse problem of reconstructing a distributed right-hand side of a parabolic equation // Comput. Phys. Commun. 2000. Vol. 126 (1-2). P. 32–36.

7. Борухов В. Т., Заяц Г. М. Идентификация источников процессов переноса, описываемых уравнениями параболического типа // Тр. IX междунар. конф. “Идентификация систем и задачи управления” SICPRO’12. 30 января – 2 февраля 2012 г. Москва, Институт проблем управления им. В. А. Трапезникова РАН. С. 94–108.

8. Борухов В. Т., Заяц Г. М. Восстановление входных сигналов для одного класса квазилинейных систем гиперболического типа // XII Всерос. совещание по проблемам управления ВСПУ-2014. 16–19 июня 2014 г. М.: ИПУ РАН, 2014. С. 2777–2786. [Электронный ресурс].

9. Соболев С. Л. Локально-неравновесные модели процессов переноса // Успехи физ. наук. 1997. Т. 167, № 10. С. 1095–1106.

10. Jou D., Casas-Vazquez J., Lebon J. Extended Irreversible Thermodynamics. Berlin: Springer, 2010. – 483 p.

11. Иванов В. К., Мельникова И. В., Филинков А. И. Дифференциально-операторные уравнения и некорректные задачи. М.: Физматлит, 1995. – 176 с.

12. Борухов В. Т., Заяц Г. М., Стеценко Ю. В., Коновалов Р. В. Определение коэффициентов теплоотдачи в процессе затвердевания отливки в струйном кристаллизаторе // ИФЖ. 2012. Т. 85, № 1. С. 181–187.

УДК 621.311.25:621.039

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПАССИВНОГО РЕКОМБИНАТОРА ВОДОРОДА ЛОКАЛИЗУЮЩЕЙ СИСТЕМЫ БЕЗОПАСНОСТИ АЭС С ВВЭР 1200

В. В. Воробьев, В. А. Немцев, В. В. Сорокин

Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны, г. Минск, Республика Беларусь

Введение. Безопасность блока АЭС с ВВЭР 1200 существенно зависит от локализующей системы безопасности с основным элементом – герметичным ограждением [1]. Система образует четвертый физический барьер на пути распространения ионизирующего излучения и радиоактивных веществ в окружающую среду в рамках реализации концепции глубоко эшелонированной защиты. При тяжелых авариях под ограждением может накапливаться значительное количество водорода. Для защиты барьера должна предотвращаться детонация водородсодержащих смесей в пространстве, ограниченном герметичным ограждением, а также ослабляться тепловое воздействие от горения водородсодержащих смесей.

Размещение пассивных рекомбинаторов водорода внутри герметичного ограждения совместно с мероприятиями по управлению аварией позволяют снижать концентрацию водорода ниже порогов детонации и горения. В работе расчетным путем определена производительность рекомбинатора водорода и оценено влияние на производительность каталитического яда.

Устройство рекомбинатора водорода. Типичный рекомбинатор, например FR90/1-1500, состоит из металлического корпуса и кассеты (рис. 1). В кассете установлен ряд параллельных пластин с образованием каналов для прохода газа. На поверхность пластин нанесено каталитическое покрытие. Кассета размещается в нижней части корпуса. Работа рекомбинатора начинается при контакте водорода содержащегося в атмосфере при аварии и кислорода на поверхности катализатора. Образуется вода и выделяется тепло. Возникает термогравитационный конвективный поток, обеспечивающий непрерывное поступление газовой смеси к пластинам. Высота корпуса рекомбинатора обеспечивает тягу и расход через устройство. Плотность покрытия пластины платиной составляет 5 г/м^2 [3].



Рис. 1. Устройство рекомбинатора водорода [2]: *1* – корпус; *2* – кассета; *3* – входное отверстие; *4* – выходное отверстие; *5* – пластины; *A* – вид сбоку, кассета выдвинута для обслуживания пластин; *B* – вид снизу, кассета в рабочем положении

Модель рекомбинатора водорода и расчет производительности. В составе рекомбинатора можно выделить элементарную ячейку в составе щелевого канала и стенок с каталитическим покрытием. Расстояние между пластинами δ = 10 мм, длина пластин L = 140 мм. Эквивалентный диаметр щели $D = 2\delta$.

Число Рэлея $\mathrm{Ra} = gL^3\beta\langle\Delta T\rangle/\nu a$; a – температуропроводность, м^2/с; ν – кинематическая вязкость, м^2/с; β – коэффициент объемного расширения среды, К$^{-1}$; ускорение свободного падения g = 9,8 м/с^2. Температуры, К: стенки пластины местная – T_w, средняя – $\langle T_\mathrm{w}\rangle$; среды на входе – T_0, на выходе – T_L; $\langle\Delta T\rangle = \langle T_\mathrm{w}\rangle - T_0$.

При $\mathrm{Ra}/X > 1{,}5\cdot10^4$, $X = L/D$, коэффициент теплоотдачи α составит $0{,}17(\mathrm{Ra}/X)^{0{,}18}\alpha(\mathrm{Ra} = 0)$ [4], здесь $\alpha(\mathrm{Ra} = 0) = \lambda\mathrm{Nu}(\mathrm{Ra} = 0)/D$, $\mathrm{Nu}(\mathrm{Ra} = 0) = 8{,}24$; λ – теплопроводность среды, Вт/м·К. Параметры атмосферы выбираются при температуре $T_\mathrm{ср} = (\langle T_\mathrm{w}\rangle + T_0)/2$, $\beta = 1/T_\mathrm{ср}$.

Коэффициент диффузии водорода в воздухе $Đ = Đ_\mathrm{i}(T/T_\mathrm{i})^2(p_\mathrm{i}/p)$, где $Đ_\mathrm{i} = 7{,}4\cdot10^{-5}$ м^2/с при T_i = 300 К; p_i = 0,1 МПа; p – давление среды. В силу подобия процессов тепло- и массоотдачи в ячейке можно принять $\mathrm{Nu} = \mathrm{Sh}(K_\mathrm{s} = \infty)$, Sh – число Шервуда, $\mathrm{Sh} = \alpha_\mathrm{M}D/Đ$, α_M – коэффициент массоотдачи пластины, м/с.

Для реакции первого порядка $\mathrm{Sh} = 1/[1/k_\mathrm{s} + 1/\mathrm{Sh}\ (K_\mathrm{s} = \infty)]$ [5], где k_s – безразмерная скорость реакции, $k_\mathrm{s} = K_\mathrm{s}D/Đ$. Поток массы водорода на пластину q_M задает тепловой поток от пластины к газу в щели $hq_\mathrm{M} = q_\mathrm{T}$, $q_\mathrm{M} = (Đ\mathrm{Sh}/D)C_{\mathrm{H}2}$, $q_\mathrm{T} = \alpha(T_\mathrm{w} - T)$, где $C_{\mathrm{H}2}$ – концентрация водорода массовая, кг/м^3; h – теплота горения водорода, Дж/кг; T – местная средняя по сечению температура газа в щели. Принято h = 121 МДж/кг.

Концентрация водорода массовая связана с объемной концентрацией водорода ε, об.%, формулой $C_{H2} = 2\varepsilon\rho/29(1 - \varepsilon)$; ρ – плотность воздуха, кг/м^3; $\Delta T = T_w - T_0$; коэффициент массоотдачи пластины $\alpha_M = Đ(1/Nu + 1/k_s)/D$; $T_w = T_0 + hC_{H2}(\alpha_M/\alpha)$.

Выражение для скорости реакции $K_s = 5{,}56\cdot10^{-3}(T_w)^{1/2}$, $r_{H2} = K_sC_{H2}$, r_{H2} – скорость реакции на поверхности, кг/м^2·с. Форма $K_s \sim (T_w)^{1/2}$ предлагалась в [6, 7], коэффициенты подбирались по данным экспериментов [8].

Скорость движения газа на выходе из устройства $W_{выход}$ устанавливается выражением $(\rho_{вход} - \rho_{выход})gH = \zeta\rho_{выход}(W_{выход})^2/2$, H – высота тягового участка, м; ζ – коэффициент гидравлического сопротивления; $\rho_{вход}V = \rho_{выход}W_{выход}$. Производительность $G = VS\rho_{H2}(\varepsilon_0 - \varepsilon_L)/\varepsilon_0$, где S – площадь входа в рекомбинатор, м^2; ρ_{H2} – парциальная плотность водорода на входе, кг/м^3; V – скорость среды, м/с. С использованием данных [2] об эталонной производительности рекомбинатора FR90/1-1500 расчетом установлено ζ = 3, по чертежам $S = 0{,}45$ м^2, $H = 0{,}6$ м.

Эталонные условия производительности отличаются от условий при аварии. Типичные условия аварии с большой течью из первого контура под оболочку: давление 0,2–0,4 МПа, температура 100–140 ºС. Данные расчета производительности рекомбинатора водорода приведены в таблице и на рис. 2, $\varepsilon_L/\varepsilon_0$ – относительная концентрация водорода на выходе, T_w^{max} – максимальная температура катализатора.

Характерными свойствами рекомбинатора являются линейная рабочая характеристика $G(\varepsilon_0)$, высокие температуры катализатора и выхлопной струи, заметное содержание водорода в выхлопной струе.

Данные расчета характеристик работы рекомбинатора ($p_0 = 0{,}3$ МПа; $T_0 = 125$ ºС)

Характеристики	$\varepsilon_0 = 2$ об.%	$\varepsilon_0 = 4$ об.%
V, м/с	0,83	0,95
$\varepsilon_L/\varepsilon_0$	0,28	0,31
$<T_w>$, ºС	662	890
T_w^{max}, ºС	971	1224
T_L, ºС	241	350
G, кг/ч	3,51	7,68

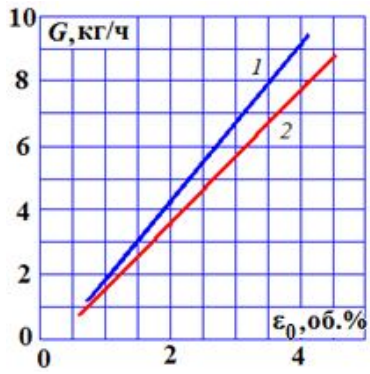


Рис. 2. Зависимость производительности рекомбинатора от объемной доли водорода в атмосфере герметичной оболочки: *1* – давление 0,4 МПа, температура 140 ºС; *2* – 0,3 МПа и 125 ºС

Влияние каталитических ядов на производительность рекомбинатора. Повреждение топлива при тяжелой аварии приводит к выходу продуктов деления в атмосферу герметичного ограждения. Часть продуктов способна уменьшать активность катализатора, является каталитическим ядом. Возможность влияния каталитических ядов на эффективность работы рекомбинаторов водорода признается специалистами, но определенных количественных оценок не предложено [9, 10].

Яды в атмосфере локализующей системы безопасности при аварии находятся в молекулярной и аэрозольной формах. Из основных молекулярных каталитических ядов ограни-

чимся теллуром (Te), отличающимся высокой плотностью насыщенного пара и умеренной химической активностью. Уменьшение скорости реакции из-за ядов в молекулярной форме выражается уравнением $\omega\kappa = -(d\kappa/du)$, где κ – константа скорости реакции, ω – коэффициент, определяемый из эксперимента, du – количество яда в граммах на грамм платины [11]. Решение уравнения при $\kappa(u = 0) = \kappa_0$ и $\omega = \text{const}$ $\kappa = \kappa_0 \exp(-\omega u)$. Согласно решению, происходит быстрое снижение химической активности катализатора по мере поглощения яда. Пятикратное снижение скорости реакции вызывается поглощением 0,08 г теллура на грамм платины. Влияние отравления показано на рис. 3.

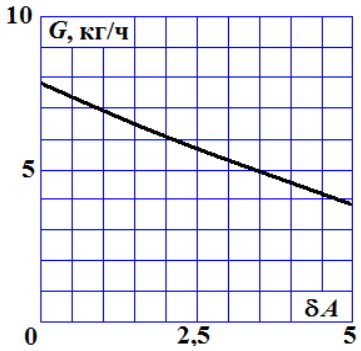


Рис. 3. Зависимость производительности рекомбинатора от уменьшения константы скорости реакции: p_0 = 0,3 МПа; T_0 =125 ºС; ε_0 = 4%об; влияние яда учитывается заменой k_s на $k_s/\delta A$; характерные средние величины ω близких теллуру по химическим свойствам веществ составляют 18 для Se и 23 для As [11], поскольку данных для теллура не найдено, в расчете используется ω = 20

Принимая давление насыщенных паров теллура 0,4 Па [12], получаем отношение диффузионных расходов газов (H_2 и Te) на каталитические пластины $2{,}6 \cdot 10^{-4}$. Пусть группа рекомбинаторов, характеризующаяся количеством платины в катализаторе 2 кг, нейтрализовала 100 кг водорода, тогда на катализатор поступило 26 г теллура. Снижение константы реакции составит 0,77 (δA = 1,33), а производительность катализатора уменьшится в 1,15 раза. После поступления следующих 100 кг водорода, производительность катализатора снизится в 1,25 раза. В итоге при работе на водороде без яда 200 кг водорода будет нейтрализовано за 2 ч, а с ядом – за 2,5 ч.

Наличие каталитического яда в атмосфере увеличивает время нейтрализации заданной массы водорода. Снижению скорости реакции на 80% соответствует уменьшение производительности рекомбинатора в 1,6 раза.

Заключение. Расчетом получены характеристики рекомбинатора водорода, необходимые для оценки его работы при аварии. Производительность рекомбинатора водорода линейно увеличивается с ростом объемного содержания водорода в газовой смеси, поступающей в устройство. Характерными свойствами рекомбинатора являются высокие температуры катализатора и выхлопной струи, заметное содержание водорода в выхлопной струе. Наличие каталитического яда в атмосфере увеличивает время нейтрализации заданной массы водорода.

Литература

1. Проект АЭС-2006. Основные концептуальные решения на примере Ленинградской АЭС-2. ОАО «СПбАЭП». СПб: Ин-т «Атомэнергопроект», 2011. – 40 с.

2. Passive Autocatalytic Recombiner / Mode of access: www.us.areva.com. – Date of access: 11.08.2019.

3. AREVA Passive Autocatalytic Recombiner / Brochure: AREVA GmbH – Paul-Gossen-Straße 100 – 91052 Erlangen. Germany. 2013. G-008-V3-13-ENGPB.

4. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: справоч. пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. – 367 с.

5. Кутепов А. М. и др. Химическая гидродинамика: справ. пособие. М.: Бюро Квантум, 1996. – 336 с.

6. Prabhudharwadkar D. M., Aghalayam P. A., Iyer K. N. Simulations of hydrogen mitigation in catalytic recombiner: Part-I: Surface chemistry modeling // Nucl. Eng. Des. 2011. Vol. 241. P. 1746–1757.

7. Rożeń A. A mechanistic model of a passive autocatalytic hydrogen recombiner // Chemical and Process Engineering. 2015. Vol. 36 (1). P. 3–19.

8. Reinecke E.-A. et al. Modelling of Catalytic Recombiners: Comparison of REKO-DIREKT Calculations with REKO-3 Experiments // Int. Conf. Nuclear Energy for New Europe. September 5–8, 2005. Bled, Slovenia, 2005. P. 92.

9. Кириллов И. А. и др. Обеспечение водородной безопасности на атомных электростанциях с водоохлаждаемыми реакторными установками. Современное состояние проблемы // Ядерная и радиационная безопасность. 2017. № 2 (84). С. 1–12.

10. IAEA safety related publications. Mitigation of Hydrogen Hazards in Severe Accidents in Nuclear Power Plants: IAEA-TECDOC-1661. Vienna: IAEA, 2011. 174 p.

11. Боресков Г. К. Катализ в производстве серной кислоты. М.–Л.: ГНТИХЛ, 1954. – 348 с.

12. Свойства вещества: теллур. – Режим доступа: http://chemister.ru/Database/properties.php?dbid=1&id=262. – Дата доступа 18.08.2019.

УДК 621.43.052

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО НАДДУВА ПОРШНЕВОГО ДВИГАТЕЛЯ

Ю. А. Гришин, В. С. Семенчукова

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Периодичность рабочих процессов в цилиндрах является причиной колебаний параметров течения в газовоздушных трактах поршневого двигателя. При корректном использовании данное явление позволяет получить значительное увеличение мощности, крутящего момента и экономичности [1–5]. Заметное улучшение эффективных показателей рабочего процесса достигается за счет настройки впускных трубопроводов на динамический наддув, т. е. подборе длины и проходного сечения индивидуальных трубопроводов на каждый цилиндр.

В начальный момент периода газообмена, при открытии впускного клапана, перед ним образуется волна разряжения, движущаяся к противоположному концу патрубка, и от него отражается волной сжатия. Геометрию индивидуального патрубка подбирают таким образом, чтобы волна сжатия приходила к цилиндру в наиболее благоприятный момент перед закрытием клапана, что приводит к увеличению коэффициента наполнения η_v и, как следствие, росту эффективной мощности N_e на 10–20% либо снижению удельного эффективного расхода топлива g_e на 5–10% [2, 5, 6].

Ввиду некорректности использования простых аналитических формул для определения длины патрубка, настроенного на динамический наддув, разработано большое количество численных методов для совместного решения уравнений нестационарной газовой динамики и термодинамики. Зачастую для расчета процессов газообмена двигателей используется линеаризованная версия метода распада произвольного разрыва (РПР) – схема С.К. Годунова

[7, 8]. При анализе волновых процессов значительной амплитуды, имеющих место при обратном забросе продуктов сгорания во впускную систему в период перекрытия клапанов, было выявлено, что линеаризованная схема не обеспечивает необходимую точность результатов даже при значительном уменьшении расчетного шага [9].

Расчет повышенной точности без упрощающей линеаризации может быть построен с помощью системы нестационарных газодинамических функций (НГДФ) от числа Маха $M = u/a$ [10, 11]. Функции выражают отношения давлений, температур и других газодинамических параметров на переходе через фронты простых волн прямого и обратного семейств при условии сохранения соответствующего инварианта Римана. На базе НГДФ были получены простые аналитические соотношения для схемы сквозного счета типа «распад разрыва».

Наибольшие преимущества использования НГДФ проявляются на границах областей, где находятся местные сопротивления, которые в одномерной постановке рассматриваются как сосредоточенные граничные условия (ГУ) [9]. Традиционно взаимодействие потока с ГУ полагается как стационарное и в математических моделях используется газодинамические функции [6] от числа М или приведенной скорости $\lambda = u/a_{кр}$. В данной работе приведена модель взаимодействия нестационарного течения с ГУ, основанная на представлении об РПР, где применяется комбинация НГДФ с известными газодинамическими функциями стационарного течения, поскольку в РПР на каждом расчетном шаге используются представление о квазистационарном течении между прошедшей и отраженной от ГУ волнами [3].

ГУ типа «впускной клапан» поршневого двигателя предлагается описывать с использованием комбинации газодинамических функций стационарного и нестационарного течений, что позволяет моделировать нестационарное наполнение цилиндра на такте впуска, в частности, при реализации динамического наддува. Предусмотрены возможности расчета всех вариантов и режимов течения: докритического и критического, прямого и обратного (заброс из цилиндра во впускной канал).

С использованием схемы сквозного счета на базе НГДФ и ГУ на клапане двигателя, где в составе соотношений РПР применены НГДФ и стационарные функции, было выполнено моделирование волнового процесса в реальном дизеле с применением динамического наддува. В ходе расчета получены колебания давления на входе в головку цилиндра, амплитуды которых достигают 50 кПа, а также зависимости коэффициента наполнения цилиндра от длины впускного патрубка. Выявлены значения длины патрубка, при которых обеспечивается динамический наддув с ростом коэффициента наполнения до 1,05 и более, что влечет за собой увеличение мощности двигателя на 24%. Результаты расчета показывают хорошее согласование с экспериментальными данными, что свидетельствует об адекватности предложенной методики численного моделирования волновых процессов значительной интенсивности. Разработанный численный метод может быть рекомендован для проектирования впускных систем поршневых двигателей с настройкой на динамический наддув, а также для решения других практических задач нестационарной газовой динамики.

Литература

1. Heywood J. B. Internal combustion engine fundamentals. 1988.
2. Stehlig J., Taylor J., Dingelstadt R., Gurney, D. Variable-length Air Intake Module for Turbocharged Engines // MTZ worldwide eMagazine. 2012. Vol. 73(1). P. 34–41.
3. Grishin Yu., Zenkin V. A., Khmelev R. N. Boundary conditions for numerical calculation of gas exchange in piston engines // J. of Engineering Physics and Termophysics. 2017. Vol. 90, No. 4. P. 965–970.
4. Semenchukova V., Grishin Y., Malastowski N. Mathematical Modeling of a Piston Engine Pneumatic Start // IEEE. Intern. Russian Automation Conf. (RusAutoCon). 2018.

5. Toro E. F. Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: a practical introduction. Springer Science & Business Media, 2013.

6. Godunov S. K., Zabrodin A. V., Ivanov M. I., Kraiko A. N., Prokopov G. P. Numerical Solution of Multidimensional Problems of Gas Dynamics. Moscow: Nauka, 1976.

7. Blevins R. D. Applied Fluid Dynamics Handbook. New York, Van Nostrand Reinhold Co., 1984. – 568 p.

8. Kuleshov A., Grekhov, L. Multidimensional optimization of DI diesel engine process using multi-zone fuel spray combustion model and detailed chemistry NOx formation model (No. 2013-01-0882). SAE Technical Paper. 2013.

9. Prokopov G. P. On approximation of implementation of Godunov's method. 2011.

10. Glimm J. Solutions in the large for nonlinear hyperbolic systems of equations // Communications on pure and applied mathematics. 1965. Vol. 18, No. 4. P. 697–715.

11. Lax P. D. Hyperbolic systems of conservation laws II // Communications on pure and applied mathematics. 1957. Vol. 10, No. 4. P. 537–566.

12. Harrison, M. F., Stanev, P. T. A linear acoustic model for intake wave dynamics in IC engines // J. of Sound and Vibration. 2004. Vol. 269, No. 1-2. P. 361–387.

УДК 517.953

МНОГОМЕРНЫЕ ТЕПЛОВЫЕ СТРУКТУРЫ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИССИПАТИВНЫХ СРЕДАХ: АСИМПТОТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И ПРИЛОЖЕНИЯ

М. А. Давыдова, С. А. Захарова

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия
m.davydova@physics.msu.ru, sa.zakharova@physics.msu.ru

Нелинейные модели реакция–диффузия–адвекция изучаются на протяжении многих лет (см., например, [1–3]) и имеют многочисленные приложения, например, в задачах нелинейного тепломассопереноса. Среди работ на эту тему отметим работы А. А. Самарского, С. П. Курдюмова и их последователей, направленные на поиск автомодельных решений (см. [4]). Исследование этого узкого класса аналитических решений обусловлено тем, что на нем легче всего изучать эффекты нелинейности. К более общим подходам в изучении таких задач относится групповой анализ [5] и методы теории возмущений [6]. Однако, основные результаты в описании процессов нелинейного тепломассопереноса связаны не с аналитическими исследованиями, а с численным моделированием, поскольку в изучении нелинейных процессов численному моделированию отводится ведущая роль (см., например, [7, 8]).

В настоящей работе предлагается новый подход к исследованию многомерных задач нелинейной теплопроводности, основанный на использовании современных методов асимптотического анализа [9–11], развивающих классические методы [12] на случай многомерных сингулярно возмущенных задач реакция–диффузия–адвекция. Результаты асимптотического анализа в стационарных задачах для уравнения

$$\varepsilon^2(\Delta u - A(u)(\nabla u)^2) = B(u,x),\ x \in D \subset R^3 \tag{1}$$

и в периодических задачах для уравнения

$$\varepsilon^2(-u_t + \Delta u - A(u)(\nabla u)^2) = B(u,x,t),\ x \in D \subset R^3,\ t \in R^1 \tag{2}$$

используются в целях данного приложения. Здесь $\Delta = \sum_{k=1}^{3} \partial^2/\partial x_k^2$ – оператор Лапласа, $(\nabla u)^2 = \sum_{k=1}^{3} (\partial u/\partial x_k)^2$, функции $A(u)$, $B(u,x)$, $B(u,x,t)$ – достаточно гладкие, $\varepsilon > 0$ – малый параметр, наличие которого является следствием учета физических параметров задачи.

Изучен вопрос о существовании устойчивых по Ляпунову стационарных и периодических решений с пограничными и внутренними переходными слоями (контрастных структур, рис. 1, 2) в задачах для уравнений (1) и (2) путем построения асимптотических приближений таких решений. Получены оценки остаточных членов в равномерной норме. Разработан эффективный алгоритм построения асимптотического приближения к поверхности локализации внутреннего переходного слоя контрастной структуры.

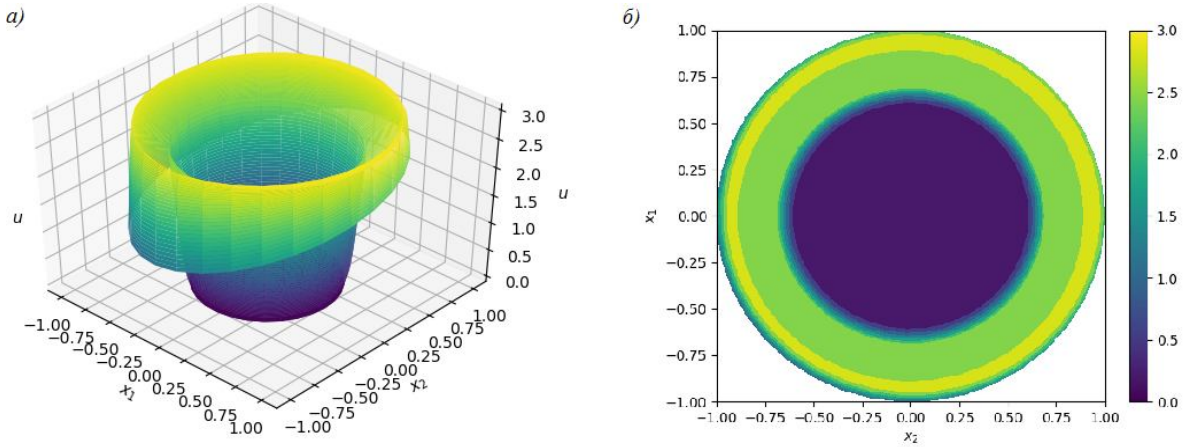


Рис. 1. Контрастная структура: *а* – трехмерное изображение; *б* – линии уровня

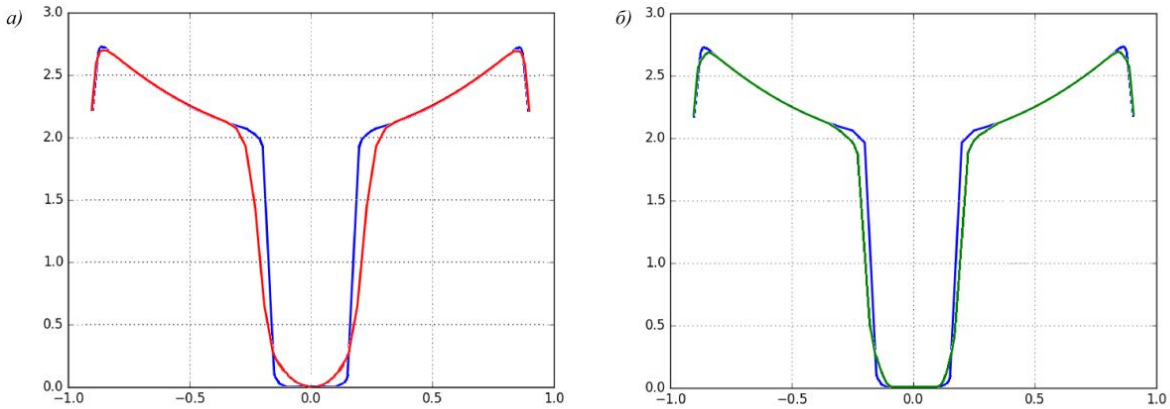


Рис. 2. Сравнительный анализ асимптотического и численного решений типа контрастных структур в сечении вертикальной плоскостью при различных значениях малого параметра: *а* – ε = 0.1; *б* – ε = 0.01

Распространение тепла в однородном твердотельном образце описывается нелинейным уравнением теплопроводности: $-c(u)\rho u_t + \nabla(k(u)\nabla u) + f(u,x,t) = 0$, $x \in D \subset R^3$, $t > 0$, $u(x,t)$ – температура в точке x в момент времени t, ρ – плотность образца, $c(u)$, $k(u) > 0$ – удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности, $f(u,x,t)$ – объемная плотность распределенных тепловых источников. В случае интенсивного разогрева образца посредством источника с мощностью, периодически изменяющейся с течением времени, приходим к задаче в безразмерных переменных для уравнения (2). При рассмотрении стационарного режима, соответствующего разогреву посредством стационарного источника, имеем краевую задачу для уравнения (1). Обозначения для безразмерных переменных сохранены в целях удобства.

Рассмотрим, например, стационарный режим разогрева и соответствующую модельную задачу для уравнения (1) с условием Дирихле:

$$u(x,\varepsilon) = g(x),\ x \in S, \tag{3}$$

где функция $g(x)$ описывает краевой режим на достаточно гладкой границе S.

Формальная асимптотика решения погранслойного типа строится в рамках предположения, согласно которому вырожденное уравнение $B(u,x) = 0$ имеет изолированное решение $u = \varphi_3(x)$, причем $B_u(\varphi_3(x),x) > 0$, $x \in D \cup S$. Ограничения на выбор краевого режима имеют вид

$$\int_{\varphi_3(0,\eta)}^{g(0,\eta)} B(s,0,\eta) exp\left(2\sum_{k=1}^{3}(d^k(0,\eta))^2 \int_s^{g(0,\eta)} A(\sigma)d\sigma\right) ds > 0,\ \eta \in \Sigma, \tag{4}$$

где под обозначением $B(u,r,\eta)$ понимается выражение для функции $B(u,x)$ в локальных координатах (r,η) (см. [10]), введенных с целью описания решения в окрестности границы, r – расстояние от точки на поверхности S до точки внутри области D вдоль нормали, $\eta := (\eta_1,\eta_2)$ – криволинейные координаты на поверхности S, Σ – область изменения переменной η на поверхности S, $d^k(r,\eta)$ – известные функции.

Асимптотическое разложение решения с пограничным слоем ищется в виде суммы регулярного и погранслойного разложений по степеням ε [10]. Коэффициенты регулярного разложения определяются как решения конечных уравнений. Коэффициенты погранслойного разложения определяются как решения краевых задач, в том числе нелинейных, и выписываются в явном виде.

Контрастные структуры. Решения типа контрастных структур соответствуют многомерным тепловым структурам [8], интерес к которым, в частности, связан с задачами управляемого разогрева. При исследовании задачи (1), (3) на наличие решений с внутренними переходными слоями основным требованием является условие существования изолированных решений $u = \varphi_i(x)$, $i = \overline{1,3}$ вырожденного уравнения таких, что $B_u(\varphi_i(x),x) > 0$, $i = 1,3$, $B_u(\varphi_2(x),x) < 0$ при $x \in D \cup S$.

Определим множество $\{\overline{\boldsymbol{\Omega}}\}$ достаточно гладких замкнутых поверхностей в области D с локальными координатами (r,θ) в малой окрестности каждой поверхности (см. [9]), где r – расстояние от точки на поверхности до точки внутри области D вдоль нормали, $\theta := (\theta_1,\theta_2)$ – криволинейные координаты на поверхности. Для каждой поверхности из указанного множества определим функцию

$$I(r,\theta) := \int_{\varphi_1(r,\theta)}^{\varphi_3(r,\theta)} B(\xi,r,\theta)\exp\left(2\sum_{k=1}^{3}(l^k(r,\theta))^2 \int_\xi^{\varphi_2(r,\theta)} A(\eta)d\eta\right) d\xi,$$

где $l^k(r,\theta)$ – известные функции, зависящие от геометрических свойств поверхности. Достаточные условия существования контрастных структур в задаче (1), (4) можно сформулировать в терминах функции $I(r,\theta)$.

В частности, положение поверхности $\boldsymbol{\Omega_0} \in \{\overline{\boldsymbol{\Omega}}\}$, в ε-поверхности которой локализован внутренний слой контрастной структуры, определяется уравнением $I(0,\theta) = 0$, $\theta \in \boldsymbol{\theta_0}$, где $\boldsymbol{\theta_0}$ – область изменения координаты θ на поверхности $\boldsymbol{\Omega_0}$. Это уравнение устанавливает аналитическую связь между параметрами источника разогрева, коэффициентом теплопроводности образца и конфигурацией области скачка температуры внутри образца. Полученная на основе асимптотического анализа информация о положении внутреннего слоя контрастной структуры может быть использована в решении обратных коэффициентных задач и позволяет определить параметры источника разогрева или теплофизические характеристики среды по положению внутреннего слоя.

Формальная асимптотика контрастной структуры получается путем C^1-сшивания двух асимптотик погранслойного типа на поверхности перехода, уравнение которой в локальных координатах (r,θ), введенных в окрестности поверхности $\boldsymbol{\Omega_0}$, ищется в виде асимптотиче-

ского разложения по степеням ε. Коэффициенты этого разложения находятся как решения периодических дифференциальных задач.

Результаты работы могут быть использованы для описания процессов в нагретых нелинейных средах, связанных с задачами управляемого разогрева и межфазовых переходов, для создания эффективных численных алгоритмов решения прямых и коэффициентных обратных задач [13, 14] данных приложений, использующих асимптотический анализ с целью улучшения эффективности численного счета, а также с целью построения тестовых примеров для численных алгоритмов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-10080.

Литература

1. Kolmogorov A. N., Petrovsky I. GPiskunov., N. S. Research of the equation of diffusion connected to increase of quantity of substance, and its application to one biological problem // Bulletin of the Moscow State University. 1937. Vol. 6. P. 1–26.

2. Crank J. The mathematics of diffusion. Amen House. London. Oxford Univ. Press, 1956.

3. Aronson D. G., Weinberger H. F. Multidimensional nonlinear diffusion airing in population genetics // Adv.Math. 1978. Vol. 30. P. 33–76.

4. Ахромеева Т. С., Курдюмов С. П., Малинецкий Г. Г., Самарский А. А. Структуры и хаос в нелинейных средах. М.: Физматлит, 2007.

5. Ibragimov N. H. Transformation groups applied to mathematical physics. Reidel, 1985.

6. Cole J. D. Perturbation Methods in Applied Mathematics. New York: Springer-Verlag, 1981.

7. Самарский А. А., Вабищевич П. Н. Вычислительная теплопередача. М.: Едиториал УРСС, 2003.

8. Kurdyumov S. P., Kurkina E. S., Potapov A. B., Samarskiy A. A. The architecture of the multidimensional thermal structures // DANUSSR. 1984. Vol. 274, No. 5. P. 1071–1074.

9. Davydova M. A., Nefedov N. N. Existence and stability of contrast structures in multidimensional singularly perturbed reaction-diffusion-advection problems // Lecture Notes in Comp. Sci. 2017. Vol. 10187.

10. Давыдова М. А. Существование и устойчивость решений с пограничными слоями в многомерных сингулярно возмущенных задачах реакция–диффузия–адвекция // Матем. заметки. 2015. Т. 98, № 6. С. 853–864.

11. Nefedov N. N., Nikulin E. I., Recke L. On the existence and asymptotic stability of periodic contrast structures in quasilinear reaction-advection-diffusion equations // Rus. J. of Math. Phys. 2019. Vol. 26, No. 1. P. 55–69.

12. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф., Нефедов Н. Н. Сингулярно возмущенные задачи с пограничными и внутренними слоями // Тр. Мат. ин-та им. В. А. Стеклова РАН. 2010. № 268. С. 268.

13. Volkov V. T., Lukyanenko D. V., Nefedov N. N. Asymptotic-numerical approach to describing time-periodic motion of fronts in singularly perturbed reaction-advection-diffusion models // Comp. Math. and Math. Physics. 2019. Vol. 59, No. 1. P. 46–58.

14. Lukyanenko D. V., Grigorev V. B., Volkov V. T., Shishlenin M. A. Solving of the coefficient inverse problem for a nonlinear singularly perturbed two dimensional reaction-diffusion equation with the location of moving front data // Computers and Mathematics with Applications. 2019. Vol. 77, No. 5.

УДК 532.5-1/-9, 51-73, 544.4

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ МАССОПЕРЕНОСА В НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧАХ ДИФФУЗИИ АТМОСФЕРНЫХ ПРИМЕСЕЙ

М. А. Давыдова[1], С. А. Захарова[1], Н. Ф. Еланский[2], Д. В. Лукьяненко[1], О. В. Постыляков[2]

[1]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия,
[2]Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова РАН, г. Москва, Россия
m.davydova@physics.msu.ru, sa.zakharova@physics.msu.ru, n.f.elansky@mail.ru, lukyanenko@physics.msu.ru, oleg.postylyakov@gmail.com

Обеспокоенность неблагоприятными изменениями состава глобальной атмосферы и качества воздуха в городах способствовали развитию системы мониторинга атмосферы и методов численного моделирования атмосферных процессов. Существующие модели в целом адекватно описывают процессы переноса и химической трансформации газовых и аэрозольных примесей в атмосфере. Однако при рассмотрении многих сценариев отмечаются значительные расхождения между результатами расчетов и данными наблюдений. Выделяются две основные причины таких расхождений – это значительная доля субъективизма в задании эмиссий газовых и аэрозольных примесей антропогенного происхождения [1, 2] и большие неопределенности в описании турбулентной диффузии в атмосферном пограничном слое [3, 4].

В настоящей работе ставится задача определения ежедневных эмиссий от городских источников ключевых для моделирования примесей (в частности, NO, NO_2, CO, SO_2) по данным наблюдений приземной концентрации на сети станций мониторинга атмосферы [2, 5] и на основе использования алгоритмов определения интегрального содержания примесей в шлейфах локальных стационарных источников антропогенного загрязнения по данным спектральных космических снимков с высоким пространственным разрешением [6]. Поставленная задача решается путем разработки и использования новых обоснованных методов описания пространственно-временной структуры распределения эмиссий от городских источников антропогенного загрязнения (городской транспорт, предприятия) и вертикальной стратификации антропогенных примесей над крупными городами с использованием математических моделей и методов [7–13]. Исследования включают в себя построение многомерных моделей реакция–диффузия–адвекция, описывающих перенос и химическую трансформацию антропогенных примесей, а также антропогенные потоки тепла в пограничном слое атмосферы; разработку и использование эффективных асимптотических и численных методов исследования модельных задач; анализ и классификацию натурных данных; использование натурных данных с целью контроля адекватности математических моделей, эффективности вычислительных алгоритмов и разработки новых методик в целях данного приложения; использование альтернативных моделей и методик с целью повышения эффективности разрабатываемых алгоритмов и достоверности полученных результатов.

Разработан и апробирован новый метод определения эмиссий газовых примесей от городских источников (автотранспорт) на примере города Москвы с использованием данных о концентрациях примесей, измеренных на станциях мониторинга атмосферы и рассчитанных по нестационарным сингулярно возмущенным диффузионным моделям параметров атмосферной турбулентности. В частности, разработан новый обоснованный подход к восстановлению вертикального профиля коэффициента турбулентной диффузии для нейтральной и устойчивой атмосферы над городом в условиях, когда происходит накопление примесей в приземном воздухе и когда методы определения эмиссий по данным измерений [2, 5] наибо-

лее эффективны. На основе аналитических расчетов получено вертикальное распределение концентрации $c(z,t)$ антропогенного вещества:

$$c(z,t) = c^0(z) + \frac{z-z_0}{2\sqrt{\pi k(z_0)}} \int_0^t e^{-\frac{(z-z_0)^2}{4k(z_0)(t-\lambda)}} \frac{c_1(\lambda)-c^0(z_0)}{(t-\lambda)^{3/2}} d\lambda, \quad (1)$$

где $k(z)$ – вертикальный коэффициент турбулентной диффузии, $c^0(z)$ – распределение концентрации в момент времени $t = 0$, $c_1(t)$ – распределение концентрации на высоте $z = z_0$. С использованием распределения (1) и натурных измерений концентрации оксида углерода на различных высотах над Москвой, определены вертикальные профили коэффициентов турбулентной диффузии и их сезонные изменения (рис. 1, 2).

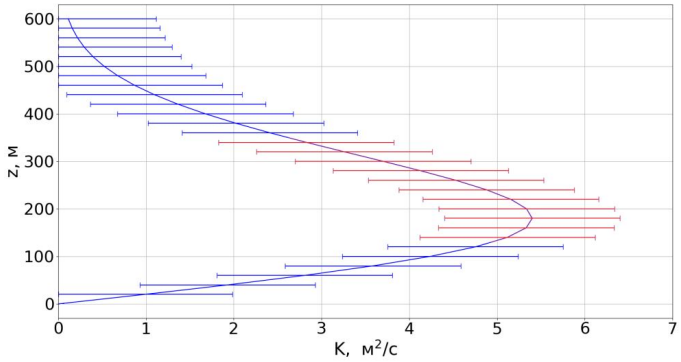


Рис. 1. Средний за август 2009 г. вертикальный профиль коэффициента турбулентной диффузии, восстановленный с использованием нового численно-асимптотического подхода и измерений концентрации CO от распределенных городских источников над Москвой (красным выделен участок, на котором присутствуют данные замеров)

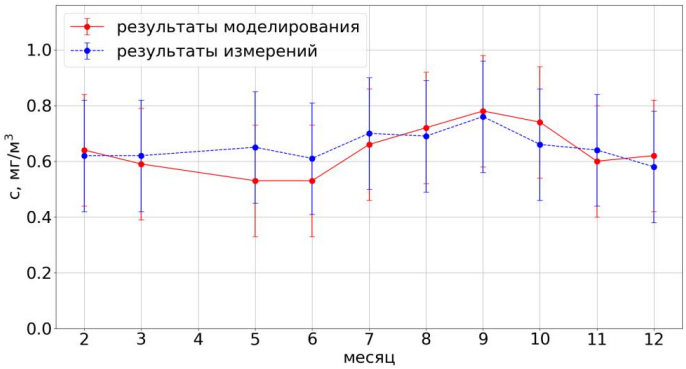


Рис. 2 Изменение среднемесячной концентрации CO с февраля по декабрь 2009 г. на высоте 130 м над Москвой

Разработаны нестационарные модели реакция–диффузия–адвекция с целью численного моделирования динамических и химических процессов в шлейфах локальных стационарных источников антропогенного загрязнения, получения прогнозов поведения шлейфов и оценок мощностей выбросов антропогенных веществ. В частности, при численном моделировании динамики образования и распространения шлейфа диоксида азота от локального стационарного источника используется задача для уравнения:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial}{\partial x_i}\left(k_i(x)\frac{\partial u}{\partial x_i}\right) - \sum_{i=1}^{3} A_i(x)\frac{\partial u}{\partial x_i} + F_{\mathrm{NO_2}} - \gamma(t)u, \ x \in \mathrm{D}, \ t > 0, \quad (2)$$

где $u(x,t)$ – средняя концентрация $\mathrm{NO_2}$, $A_i(x)$ и $k_i(x)$ – составляющие средней скорости переноса примеси и коэффициента обмена, относящиеся к направлению оси x_i; $F_{\mathrm{NO_2}}(x)$ –

мощность выброса NO_2 в реакции окисления NO, выбрасываемого источником; $\gamma(t)$ – эффективная скорость распада NO_2, зависящая от степени освещенности шлейфа солнцем. Слагаемое "$-\gamma(t)u$" описывает сток NO_2 в результате серии химических превращений.

Предложен новый способ параметризации источников и стоков антропогенного вещества посредством эффективных скоростей распада, а также метод восстановления параметров локального источника. Реализован численный алгоритм решения обратной задачи восстановления параметров источника на конечно-параметрическом множестве [13] с использованием асимптотического решения краевой задачи для стационарного уравнения (2) (см. напр. [10]), описывающего распределение концентрации примеси в ближней зоне шлейфа и дающего априорную информацию о решении прямой задачи с целью повышения эффективности численного счета. Реализован численный алгоритм решения коэффициентной обратной задачи восстановления эффективной скорости распада диоксида азота по данным наблюдений распределения загрязнений в финальный момент времени. Математические алгоритмы применяются к космической съемке распределения диоксида азота (рис. 3, *б*), впервые полученной с высоким разрешением, достигающим 2.4 км [6], что позволит находить локальные источники загрязнений и оценивать их мощности на основе разрабатываемых математических методов.

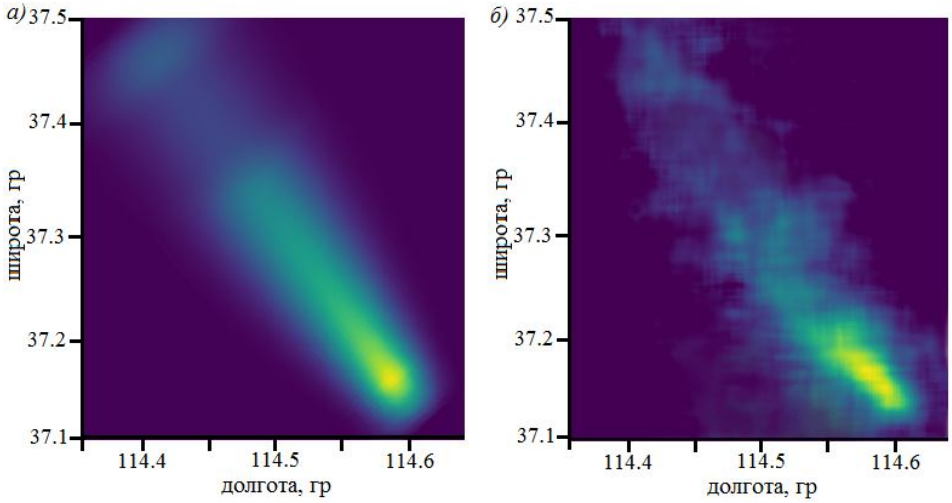


Рис. 3. Распределение интегрального накопления NO_2 от локального стационарного источника в окрестности провинции Хэбэй (Китай) 29.09.2016: *а* – результат численного моделирования, *б* – результат натурных измерений, полученных со спутника серии "Ресурс П"с высоким пространственным разрешением

Разработаны и использованы альтернативные модели с целью сравнительного анализа и повышения достоверности результатов моделирования. Пример численного моделирования с использованием альтернативной модели представлен на рис. 3, *а*.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект 18-29-10080).

Литература

1. Kuenen J. J. P., Visschedijk A. J. H., Jozwicka M., Denier van der Gon H. A. C. TNO-MACC_II emission inventory; a multi-year (2003-2009) consistent high-resolution European emission inventory for air quality modeling // Atmos. Chem. Phys. 2014. Vol. 14. P. 10963–10976.

2. Elansky N.F. Air quality and CO emissions in the Moscow megacity // Urban Clim. 2014. Vol. 8. P. 42–56.

3. Алоян А. Е. Моделирование динамики и кинетики газовых примесей и аэрозолей в атмосфере. М.: Наука, 2014. – 415 с.

4. Jeričević A., Kraljević L., Grisogono B., Fagerli H., Večenaj Z. Parameterization of vertical diffusion and the atmospheric boundary layer height determination in the EMEP model // Atmos. Chem. Phys. 2010. Vol. 10. P. 341–364.

5. Elansky N. F., Ponomarev N. A., Verevkin Y. M. Air quality and pollutant emissions in the Moscow megacity in 2005–2014 // Atmos. Environ. 2018. Vol. 175, No. 2. P. 54–64.

6. Postylyakov O. V., Borovski A. N., Elansky N. F., Davydova M. A., Makarenkov A. A. Preliminary validation of high-detailed GSA/Resurs-P tropospheric NO2 maps with alternative satellite measurements and transport simulations // Proc. SPIE. 2019. Vol. 11152 (in press).

7. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф., Нефедов Н. Н. Сингулярно возмущенные задачи с пограничными и внутренними слоями // Тр. Мат. ин-та им. В. А. Стеклова РАН. 2010. № 268. С. 268–283.

8. Нефедов Н. Н., Давыдова М. А. Периодические контрастные структуры в системах типа реакция–диффузия–адвекция // Дифференц. уравнения. 2010. Т. 46, № 9. С. 1300–1312.

9. Davydova M. A., Nefedov N. N. Existence and stability of contrast structures in multidimensional singularly perturbed reaction-diffusion-advection problems // Lecture Notes in Comp. Sci. 2017. Vol. 10187.

10. Davydova M. A., Nefedov N. N., Zakharova S. A. Asymptotically Lyapunov-stable solutions with boundary and internal layers in the stationary reaction-diffusion-advection problems with a small transfer // Lecture Notes in Computer Science. 2019. Vol. 11386. P. 216–224.

11. Калиткин Н. Н., Альшина Е. А. Численный методы: в 2 кн. Кн 1. Численный анализ. М.: Издательский центр «Академия», 2013.

12. Самарский А. А., Вабищевич П. Н. Вычислительная теплопередача. М.: Едиториал УРСС, 2003.

13. Тихонов А. Н., Гончарский А. В., Степанов В. В., Ягола А. Г. Численные методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1990.

УДК 536.2

МЕТОДИКА ТРЕХМЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МИКРОГЕОМЕТРИИ ПОВЕРХНОСТИ В ЗАДАЧАХ КОНТАКТНОГО ТЕПЛООБМЕНА

А. Д. Ежов, Л. В. Быков, П. И. Талалаева, Н. В. Артемчук

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия
ezzhov@gmail.com

Достоверное моделирование теплового состояния конструкции является основой эксплуатационных свойств конечного изделия. Определение теплонапряженных зон, характера распределения теплового потока позволяет разработчикам на этапе проектирования снизить тепловые потери, связанные с контактными явлениями в узлах соприкосновения деталей. Одним из определяющих факторов, при расчете контактного термического сопротивления (КТС) является шероховатость поверхности.

Одним из сложнейших вопросов контактного теплообмена является перенос решений единичной модели на реальные поверхности. Из литературы известно, что при рассмотрении номинально плоских поверхностей основополагающими факторами являются не только число и размер контактных пятен, но и вид деформации, т. е. предмет исследования трибологии.

Было бы логичным применить знания полученные исследователями в трибологии на явления контактного теплообмена.

Состояние шероховатости контактирующих поверхностей является одним из определяющих факторов, влияющих на величину тепловой проводимости контакта. Развитие теории контакта реальных поверхностей началось при использовании дискретной модели шероховатости [1–3], отличительной чертой которой являются параметры распределения, определяемые экспериментально в результате обработки профилограммы. В большинстве случаев микротопография поверхности контакта моделировалась аналитически, с использованием различного вида допущений и упрощений [1–8]. Микрорельеф моделировался в виде различных геометрических форм, при этом поведение одной контактирующей пары микровыступов переносилось на описание поведения всех пар взаимодействующих поверхностей. Метод моделирования контакта микронеровностей взаимодействующих поверхностей в виде одиночного соединения сферических или конических выступов не принес качественно новых результатов. Большинство этих предположений были сделаны в период 50–70-х годов, когда обработка большого объема данных представляла серьезную проблему.

Перемещение контактирующих поверхностей относительно друг друга (как правило, сближение), и как следствие, фактическая площадь касания, во многом определяют такие характеристики контакта как прочность, жесткость, термическое и электрическое сопротивление. Силы трения и износа, характерные для контактного взаимодействия, зависят от перечисленных выше факторов и также определяют эксплуатационные свойства соединений. Расчет фактической площади контакта весьма важен для многих технических приложений контактной механики [9]. Именно в местах фактического контакта происходят процессы адгезионного и фрикционного взаимодействий; локальное разрушение поверхностей, перенос электрического заряда и тепловой энергии. Экспериментальные исследования по определению площади контакта и величины сближения поверхностей достаточно сложны в реализации и не дают достаточно достоверных данных о величине сближения, плотности контакта и объеме зазора в стыке. В известных работах для определения указанных характеристик предлагается использовать метод опорных кривых [1, 10–13].

Очевидно, что одним из важнейших параметров, влияющих на характеристики контактного соединения является шероховатость контактирующих поверхностей. Некоторые авторы [14–16] полагают, что профилограмма поверхности в оригинальном виде сложна для дискретизации в виде конечно-элементной сетки из-за непредсказуемости рельефа и трудностей его математического описания. В то же время в большинстве известных работ существует допущение, которое может оказывать заметное влияние на результаты расчета контактного термического сопротивления (КТС), а именно выбор характерного размера для исследования шероховатости: выбираются площадки для исследования с характерным размером 100 мкм, а в некоторых случаях и 0,1 мкм [16, 17], что явно недостаточно для корректного определения характеристик контактного взаимодействия реальных объектов.

Анализируя существующие подходы, следует отметить, что они трудно применимы для инженерных расчетов, особенно для композиционных материалов, так как либо не обеспечивают необходимую точность расчетов площадей контакта, либо имеют сложный математический аппарат. Задача поиска взаимного расположения двух поверхностей контакта и фактической площади их соприкосновения наиболее полно может быть решена в трехмерном виде. В такой постановке решение задачи позволяет определять кроме традиционных характеристик контакта еще и величину межконтактного объёма.

В работе представлено решение задачи построения трехмерной геометрии контактирующих поверхностей образцов из 12Х18Н10Т, ВТ-6, графита, керамоматричного композита по данным, полученным из профилограммы поверхности. По результатам измерения шероховатости образцов выбирались среднее значение по трём измерениям. Для точного опреде-

ления среднего шага неровности и уменьшения количества точек профилограммы производилась выборка точек впадин и выступов шероховатой поверхности (рис. 1).

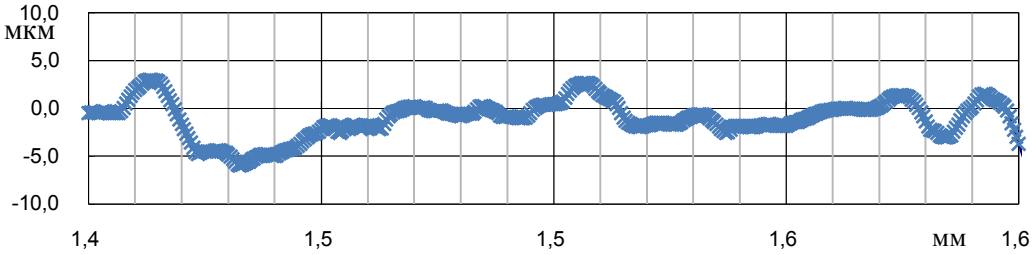


Рис. 1. Шероховатость поверхности с R_a = 1.71

Выборка значений высот микровыступов позволила существенно снизить количество опорных точек для дальнейшего создания трехмерной модели. В результате получен массив точек, содержащий данные только о выступах и впадинах профиля. Использование данного массива позволило определить значение среднего шага неровностей профиля (рис. 2).

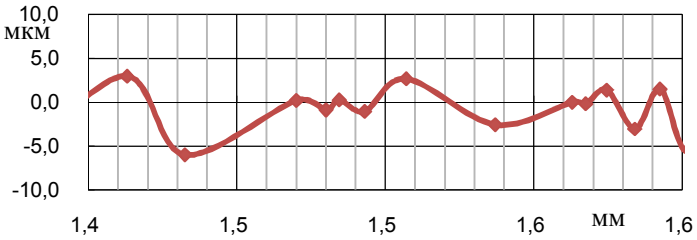


Рис. 2. Шероховатость поверхности с R_a =1.71 – модель профиля

Знание точного распределения высот микровыступов по всей поверхности контакта позволяет максимально достоверно выполнить моделирование реальной поверхности. Такое распределение было получено из профилограммы поверхности путем упорядочивания всех высот микровыступов от их максимального до минимального значения и обезразмеривания полученных значений по базовой длине (рис. 3), что в дальнейшем позволяет использовать данное распределение для расчетных областей любых размеров.

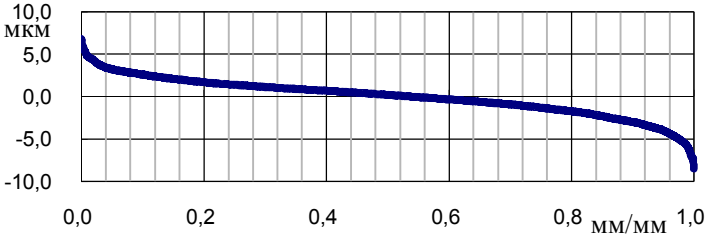


Рис. 3. Распределение микровыступов по высоте для образца с R_a = 1.71

Для автоматизации процесса получения значений координат точек поверхности и работы с массивом данных ее точек разработана программа на языке Фортран [18]. В результате работы программы получена таблица данных с координатами точек (x, y, z) шероховатой поверхности. Полученный массив точек поверхности используется для построения сплайновой поверхности (рис. 4) в пакете SolidWorks.

Для определения фактической площади касания моделируется обе контактирующие поверхности с их индивидуальной шероховатостью. В результате конечно-элементного анализа определяется изменение микрорельефа под действием сжимающей нагрузки и распределение температуры под действием теплового потока (рис. 5).

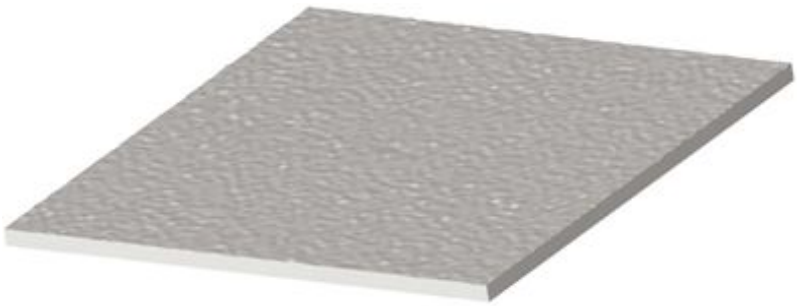


Рис. 4. Смоделированная шероховатость поверхности

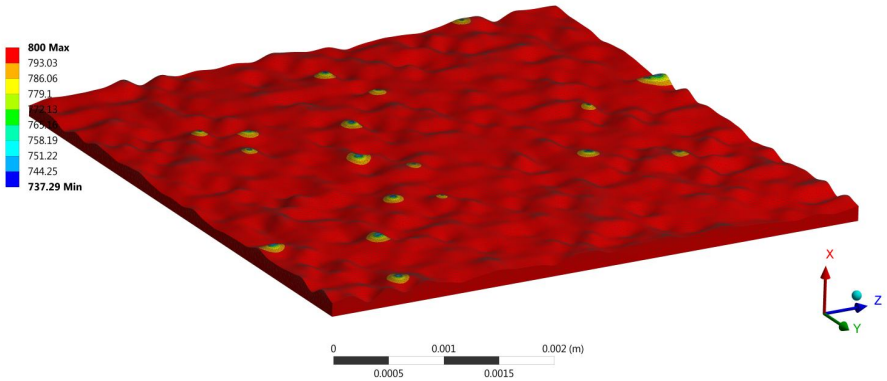


Рис. 5. Распределение температурного поля на поверхности

Использование предлагаемого метода оценки и моделирования микрорельефа поверхности, дает максимально близкое приближение к реальному процессу контактирования. Использования современных методов оценки характеристик шероховатых поверхностей и комплексов конечно-элементного анализа позволяют описать расчетную модель контакта на микроуровне.

Литература

1. Демкин Н. Б. Контактирование шероховатых поверхностей. М.: Наука, 1970. – 277 с.
2. Демкин Н. Б., Рыжов Э. В. Качество поверхности и контакт деталей машин. М.: Машиностроение, 1981. – 224 с.
3. Свириденок А. И., Чижик С. А., Петроковец М. И. Механика дискретного фрикционного контакта. Минск: Наука и техника, 1990. – 272 с.
4. Витенберг Ю. Р. Шероховатость поверхности и методы ее оценки. Л.: Судостроение, 1971. – 108 с.
5. Nayak P. R. Random process model of rough surfaces // J. of Lubrication Technology. 1971. P. 398–407.
6. Семенюк Н. Ф. Сиренко Г. А. Описание топографии анизотропных шероховатых поверхностей трения с помощью модели случайного поля // Трение и износ. 1980. Т. 1, № 6. С. 1010–1020.
7. Хусу А. П., Витенберг Ю. Р., Пальмов В. А. Шероховатость поверхностей, теоретико-вероятностный подход. М.: Наука, 1971. – 340 с.
8. Суслов А. Г. Технологическое обеспечение контактной жёсткости соединений. М.: Наука, 1977. – 102 с.
9. Измайлов В. В., Новоселова М. В. О фактической и физической площадях дискретного контакта // Механика и физика процессов на поверхности и в контакте твердых тел, деталей технологического и энергетического оборудования. 2015. № 8. С. 4–10.

10. Огар П. М., Корсак И. И. Влияние характеристик тяжело нагруженного стыка шероховатых поверхностей на герметичность. Братск: БрИИ, 1989. – 100 с. Деп. в ВИНИТИ, № 6109-В89.

11. Рыжов Э. В. Контактная жесткость деталей машин. М.: Машиностроение, 1966. – 352 с.

12. Осипов А. П. Моделирование шероховатой поверхности методом суперпозиции относительных опорных кривых. // Вестн. Самарского гос. техн. ун-та. Серия: Физико-матем. науки. 2002. № 16. С. 168–174.

13. Пашовкин С. А. Модель контакта шероховатых поверхностей с учетом маслоемкости в зоне контакта. // Изв. ВУЗов. Машиностроение. 2008. № 12. С. 67–72.

14. Bhushan B. Principles and applications of tribology. A Wiley-Interscience Publication, 1999. – 1020 p.

15. Peng W., and Bhushan B. A numerical three-dimensional model for the contact of layered elastic/plastic solids with rough surfaces by variational principle // Translate ASME J. Tribology. 2001. № 123. P. 330–342.

16. Лазарев В. Е., Грамм М. И., Лазарев Е. А., Лаврик А. Н., Франек Ф., Паушитц А., Форлауфер Г., Джейза Р. Математическая модель шероховатой поверхности контактного трибосопряжения // Вестн. Южно-Уральского гос. ун-та. Серия: Машиностроение. 2006. № 11 (66). С. 54–58.

17. Мешков В. В., Зоренко Д. А. CAE-моделирование температурных полей поверхности трения с учетом экспериментально определенной субмикрогеометрии // Механика и физика процессов на поверхности и в контакте твердых тел, деталей технологического и энергетического оборудования. 2014. № 7. С. 25–29.

18. Ежов А. Д., Меснянкин С. Ю., Быков Л. В. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ № 2015618021 «Определение координат точек шероховатой плоской поверхности» от 28.06.2015 г.

УДК 629.78.023.226:[536.241:537.58]

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ НА ОСНОВЕ ТЕРМОЭМИССИОННОЙ ТЕХНОЛОГИИ

К. Н. Ефимов[1], А. В. Колычев[2], В. А. Керножицкий[2], В. А. Овчинников[1], А. С. Якимов[1]

[1]Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
[2]Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова», г. Санкт-Петербург, Россия

При проектировании гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) актуальным является проведение исследований, связанных с созданием систем тепловой защиты от аэродинамического нагрева [1–3].

Перспективным направлением способа тепловой защиты может быть способ, основанный на термоэмиссионном методе [4–7]. Данный метод позволяет преобразовать тепловую энергию, полученную при нагреве оболочки ГЛА, непосредственно в электрическую. При этом испарение тепловых электронов с эмиттера сопровождается понижением температуры

последнего [7]. В системе тепловой защиты, основанной на термоэмиссионном методе, протекают множество взаимосвязанных процессов [7]: эмиссионных, электрических, плазменных, тепловых, адсорбционных и др. Экспериментальные исследования термоэмиссионных установок довольно сложны и дорогостоящи [8], поэтому уделяется большое внимание математическому моделированию протекающих в них процессов [4–6]. В данной работе представлена и исследована модель термоэмиссионной тепловой защиты (ТЭТЗ) [9]. Показано, что выбором параметров защиты возможно существенно уменьшить температуру её конструкций.

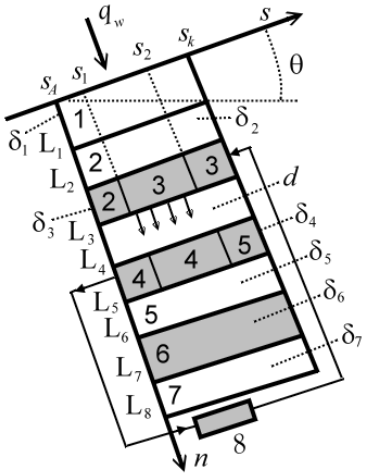


Рис. 1. Схема конструкции ТЭТЗ с электрогенерирующим элементом

Пусть имеется многоэлементная конструкция из электрогенерирующих элементов (ЭГЭ) с воздушной прослойкой и у каждого из них своя зона влияния (рис. 1). С целью упрощения анализа рассмотрим элементы ЭГЭ, представляющие собой слоенный конус, затупленный по сфере. Для нахождения ГЛА, на которых может быть оправдана установка ТЭТЗ, желательно найти уровень тепловых потоков, снимаемых с внешней открытой оболочки эмиттера и внешней поверхности коллектора за счет электронного охлаждения и процессов излучения. Кроме того, надо знать высокоэнтальпийные потоки от аэродинамического нагрева внешней части тугоплавкого металла. Тепловые потоки для внешних открытых частей областей 3 и 4 имеют вид [7]

$$q_{L_3} = -(q_1 + q_\varepsilon + q_{\mathrm{Cs}}), \quad q_{L_4} = q_2 + q_\varepsilon + q_{\mathrm{Cs}}, \tag{1}$$

$$q_1 = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V)[\varphi_1(T_{1,3}/T_{\mathrm{Cs}})/e + 2kT_{1,3}/e], \tag{2}$$

$$q_2 = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V)[\varphi_2(T_{2,4}/T_{\mathrm{Cs}})/e + 2kT_{1,3}/e], \tag{3}$$

$$q_\varepsilon = \sigma\varepsilon_s(T_{1,3}^4 - T_{2,4}^4), \quad q_{\mathrm{Cs}} = (\lambda_{\mathrm{Cs}}/d)(T_{1,3} - T_{2,4}). \tag{4}$$

Приняты обозначения: k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, σ – постоянная Стефана–Больцмана, T – температура, $T_{2,4}$, $T_{1,3}$ – температуры внешней поверхности коллектора и внутренней поверхности эмиттера, λ_{Cs} – коэффициент теплопроводности паров цезия в межэлектродном зазоре, $J = J(T_{2,4}, T_{1,3}, \Delta V)$ – вольт-амперные характеристики изотермического термоэлектронного преобразователя, ΔV – разность потенциалов между эмиттером и коллектором, φ_j, $j = 1, 2$ – эффективная работа выхода электронов эмиттера и коллектора, ε_s – приведенная излучательная способность поверхности эмиттера и коллектора, d – величина межэлектродного зазора, *1* слой – внешняя поверхность оболочки: тантал или его сплав с вольфрамом; *2* слой – эмиттерная изоляция из карбида циркония; *3* слой включает изолятор (*2*), эмиттер из вольфрама (*3*) и вольфрамовый токоввод (*3*); *4* слой состоит из молибденового токовывода (*4*), коллектора из молибдена (*4*) и изолятора (*5*); *5*, *7* – емкость теплоносителя из Al_2O_3; *6* – охлаждающий теплоноситель (воздух или гелий); *8* – потребитель электрической энергии (электрическая нагрузка); эмиттер *3* и коллектор *4* составляют термоэмиссионный элемент, L_j, $j = 1,\ldots,8$ – расстояния от начала координат по n областей *1–3*, зазора, областей *4–7*; δ_j, $j = 1,\ldots,7$ – толщины областей *1*,…,*7* на рис. 1; n и s – поперечная и продольная составляющие естественной системы координат. Индексы: 1 и 2 отвечают параметрам эмиттера и коллектора, вторые индексы для температуры – слоям оболочки на рис. 1, w – поверх-

ность обтекаемого тела, Cs – пары цезия, *A* – граница сопряжения сфера–конус на рис. 1, *k* – конечное значение по координате *s*, *Ec* – токоввод на эмиттере, *Cc* – токовывод на коллекторе, ∞ – величина на бесконечности, черта «вверху» – безразмерная величина, *z* – время окончания теплового воздействия, *ef* – эффективная величина, 0 – начальное значение, *m* – максимальное значение, ∗ – характерное значение, e и e0 – величины на внешней границе пограничного слоя и в точке торможения тела.

Математическая постановка электрической и тепловой задачи приведена в [9].

При задании конвективного теплового потока из газовой фазы на конической части тела q_w воспользуемся формулами [10] для пространственного случая при турбулентном режиме течения в пограничном слое:

$$q_w = \alpha_w (h_{e0} - h_w),\ h_w = T_{1w} c_1 + c_2 T_{1w}^2 / 2,$$

$$\alpha_{\rm w} = \frac{16.4 v_\infty^{1.25} \rho_\infty^{0.8}}{R_N^{0.2} (1 + h_w / h_{e0})^{2/3}} \times \frac{2.2 \bar{p} (u_e / v_m)}{\varsigma^{0,4} \bar{r}_2^{0.2}},\ \varsigma = (\gamma_{ef} - 1 + 2/{\rm M}_\infty^2)/(\gamma_{ef} + 1),$$

$$\bar{p} = P_e / P_{e0},\ u_e / v_m = (1 - \bar{p}^{\chi})^{0.5},\ \chi = (\gamma_{ef} - 1)/\gamma_{ef},\ \bar{r}_2 = \cos\theta + (\bar{s} - \bar{s}_A)\sin\theta,$$

где v_∞ – скорость набегающего потока, h – энтальпия, $\rm M_\infty$ – число Маха, c_i, i =1, 2, – постоянные.

Расчеты обтекания конуса с углом полураствора θ = 5° потоком химически равновесного воздуха проводились для следующих условий, которые соответствуют высоте полета: $H_\infty = 3.0 \cdot 10^4$ м, $h_{e0} = 5.92 \cdot 10^6$ Дж/кг, $v_\infty = 3.36 \cdot 10^3$ м/с, $P_\infty = 1.197 \cdot 10^3$ Н/м^2, $\rho_\infty = 1.84 \cdot 10^{-2}$ кг/м^3, $g_\infty = 9.73$ м/с^2, $\rm M_\infty = 13.07$, а безразмерное давление $\bar{p} = P_e / P_{e0}$ и эффективный показатель адиабаты γ_{ef} определялись согласно [11].

На рис. 2, 3 приведены зависимости внешней температуры поверхности тела $T_{\rm w}$ и эмиттера T_{L_3} вдоль оболочки по *s*. Кривые *1–5* на рисунках получены для опорного режима прогрева, когда в слое составной оболочки в качестве теплоносителя используется воздух; штриховые кривые отвечают варианту отсутствия термоэмиссионного охлаждения эмиттера в те же самые моменты времени (t_z = 60 с соответствует стационарному режиму процесса нагрева тела). Как видно из рис. 2, 3, наличие термоэмиссионного охлаждения снижает максимальную температуру поверхности оболочки $T_{\rm w}$ на 170 К при t = 30 с, а температура поверхности эмиттера уменьшается на некоторых участках траектории на 166–223 К. Уменьшение температуры внешней оболочки, связанное с электронным охлаждением эмиттера, качественно согласуется с данными [4, 5, 7].

Отметим также, что в области больших величин плотности эмиссионного тока J (рис. 5) распределения внешней температуры поверхности $T_{\rm w}$, эмиттера T_{L_3} имеют вогнутость (см. сплошные кривые *1–3*) на рис. 2, 3, а распределение температуры поверхности коллектора T_{L_4} (см. рис. 4) – выпуклость в области действия электронного охлаждения, при этом максимальная температура анода достигает T_{L_4} = 1992 К для $t = t_z$. Если в качестве теплоносителя в составном слое взять гелий с начальной температурой $T_2(\delta_6)$ = 200 К, теплофизические характеристики которого известны [12], то температура поверхности коллектора (см. на рис. 4 штриховые кривые) при $t = t_z$ не превышает T_{L_4} = 1522 К, а эмиттера – T_{L_3} = 2140 К. Как известно [1], теплоноситель гелий оказывается более эффективным с точки зрения тепловой защиты.

На рис. 5 даны распределения плотности эмиссионного тока J (сплошные кривые) и силы тока I_1 (штриховые кривые), текущего по эмиттеру в области для воздушного теплоноси-

теля вдоль координаты s в те же самые моменты времени. Из сравнения рис. 3 и 5 видно, что наибольший эффект охлаждения катода на траектории отвечает максимальным значениям J и I_1 при $t = 25–30$ с.

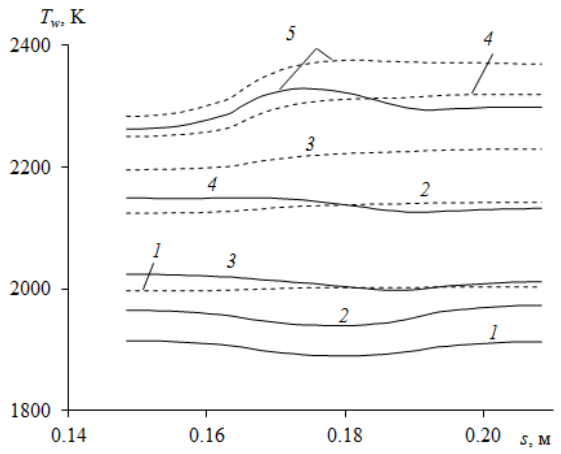


Рис. 2. Зависимость внешней температуры поверхности тела от продольной координаты для опорного режима теплообмена: *1* – $t = 20$ с, *2* – 25, *3* – 30, *4* – 40, *5* – $t = t_z$

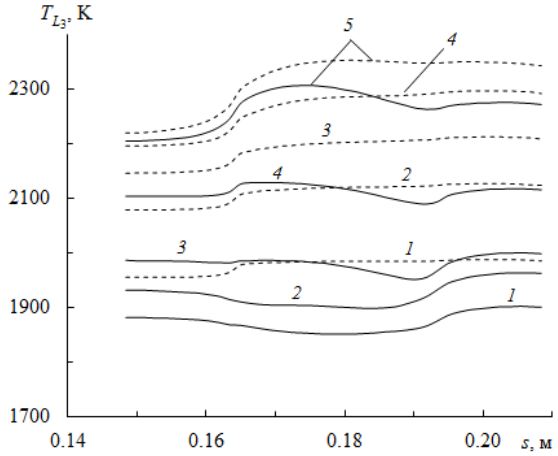


Рис. 3. Зависимость температуры поверхности эмиттера от продольной координаты для опорного режима прогрева: *1* – $t = 20$ с, *2* – 25, *3* – 30, *4* – 40, *5* – $t = t_z$

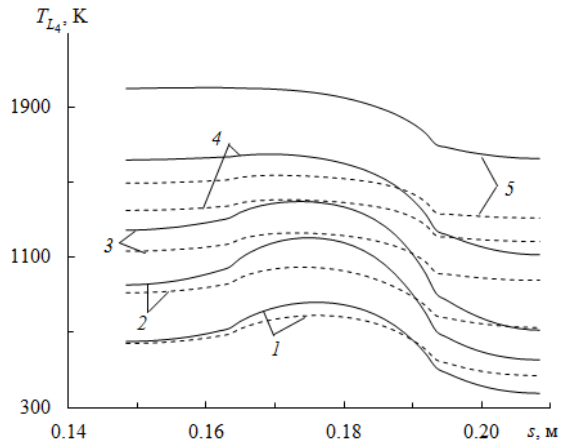


Рис. 4. Зависимость внешней температуры поверхности коллектора от продольной координаты для опорного режима теплообмена

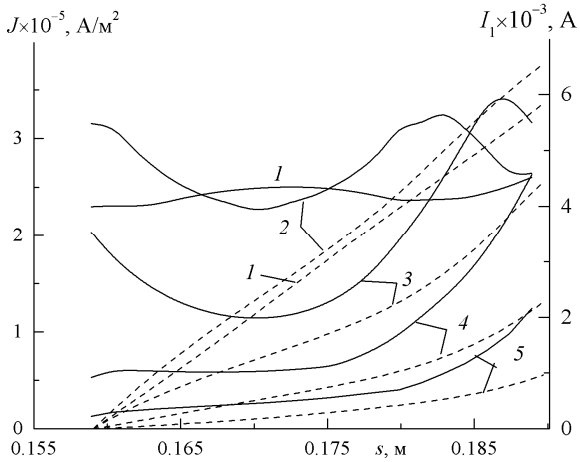


Рис. 5. Распределение плотности тока эмиссии (сплошные кривые) и силы тока (штриховые кривые) в области эмиттера от продольной координаты для опорного режима прогрева

Разработана и исследована математическая модель системы термоэмиссионной тепловой защиты при высокотемпературном обтекании многослойной коаксиальной оболочки. Обнаружено понижение внешней температуры поверхности оболочки и температуры поверхности эмиттера в результате тепловой эмиссии электронов с поверхности эмиттера. Исследовано влияние различных теплоносителей на режимы теплообмена в многослойной оболочке. Результаты численных расчетов качественно согласуются с известными данными [4, 5, 7].

Литература

1. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. – 392 с.

2. Гришин А. М., Голованов А. Н., Зинченко В. И., Ефимов К. Н., Якимов А. С. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Томского ун-та, 2011. – 358 с.

3. Зинченко В. И., Ефимов К. Н., Якимов А. С. Расчет характеристик сопряженного тепломассообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты // ТВТ. 2011. Т. 49, № 1. С. 81–91.

4. Керножицкий В. А., Колычев А. В., Охочинский Д. М. Термоэмиссионный способ защиты частей летательного аппарата при их аэродинамическом нагреве. А. с. № 2009140802/11 РФ // Б.И. 2010. № 32. 7 с.

5. Керножицкий В. А., Колычев В. А., Макаренко А. В. Разработка методики расчета многоэлементной термоэмиссионной тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов // Электронный журнал «Труды МАИ». 2014. Вып. 75. С. 1–21.

6. Hanquist K. M., Hanquist H. A., Boyd I. D. Evaluation of computational modeling of electron transpiration cooling at high enthalpies // J. of Thermo-Physics and Heat Transfer. 2017. Vol. 31, No. 2, P. 283–293.

7. Ушаков Б. А., Никитин В. Д., Емельянов И. Я. Основы термоэмиссионного преобразования энергии. М.: Атомиздат, 1974. – 288 с.

8. Синявский В. В. Методы и средства экспериментальных исследований и реакторных испытаний термоэмиссионных электрогенерирующих сборок. М.: Энерогоатомиздат, 2000. – 375 с.

9. Зимин В. П., Ефимов К. Н., Колычев А. В, Керножицкий В. А., Овчинников В. А., Якимов А. С. Моделирование термоэмиссионной тепловой защиты при конвективном нагреве составной оболочки // Космическая техника и технологии. 2019. № 1. С. 23–34.

10. Землянский Б. А., Степанов Г. И. О расчёте теплообмена при пространственном обтекании тонких затупленных конусов гиперзвуковым потоком воздуха // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 173–178.

11. Лунев В. В., Магомедов К. М., Павлов В. Г. Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений. М.: ВЦ АН СССР, 1968. – 203 с.

12. Чиркин В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники: справочник. М.: Атомиздат, 1968. – 484 с.

УДК 536.24:66.045

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В КОЛЬЦЕВОМ СЛОЕ ЗАГРЯЗНЕНИЯ НЕРАВНОМЕРНО НАГРЕТЫХ РЕБРИСТЫХ ТРУБ

Т. Б. Карлович[1], Г. С. Маршалова[2], Е. С. Данильчик[2]

[1]Белорусский государственный технологический университет, г. Минск
[2]Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Оребрение труб используется в различных видах теплообменников для увеличения площади теплоотдающей поверхности и отведения максимального количества теплоты от охлаждаемой жидкости. Основной характеристикой теплообменного аппарата является коэффициент теплопередачи, который может меняться в течение всего времени эксплуатации теплообменника и имеет тенденцию к снижению из-за всевозможного рода загрязнений межреберного пространства. Так, в аппаратах воздушного охлаждения (АВО), широко применяемых в химической и нефтегазовой промышленности, вместо охлаждающей жидкости используется атмосферный воздух. АВО, находящиеся на открытом воздухе, с течением

времени загрязняются пылью, пыльцой растений, пухом, насекомыми и др., что приводит к увеличению потребления электрической энергии на привод вентилятора и снижению экономичности работы АВО. На сегодняшний день существует ряд методик, учитывающих степень загрязнения межреберного пространства [1–4]. В некоторых из них используется модель равномерного тонкого слоя загрязнения по всей ребристой поверхности теплообменника, что не соответствует реальному распределению загрязнения в межреберном пространстве. В методике [4] рассматривается кольцевой слой загрязнения, прилегающий к поверхности оребренной трубы, и равномерный тонкий слой загрязнения на остальной оребренной поверхности. Однако в этой методике теплопроводность материала ребер предполагается бесконечной величиной, вследствие чего температура остается постоянной на всей поверхности ребра. В многочисленных экспериментальных исследованиях обтекания воздухом как одиночных труб [5–7], так и трубных пучков [8–10] было показано, что температура у основания ребристой трубы и на вершине ребер может значительно отличаться. Это связано, по крайней мере, с двумя причинами: уменьшением температуры вследствие конечной теплопроводности материала ребер и разной скоростью течения воздуха в межреберном пространстве. Скорость воздуха между ребрами зависит не только от расположения трубного пучка (горизонтальный, вертикальный или наклонный), но и от расстояния между ребрами. В случае свободной конвекции и тесного расположения ребер пограничный слой воздуха будет препятствовать нарастанию скорости потока. Поэтому температура поверхности ребра будет резко изменяться только на вершинах ребер. В то же время для разреженных ребер нарастание скорости воздушного потока будет происходить более плавно из-за более равномерного течения воздуха в межреберном пространстве.

Для расчета коэффициента теплопередачи воспользуемся методикой [4], основанной на применении электротепловой аналогии для тепловых потоков, проходящих через многослойную поверхность. При этом учитывается равномерный тонкий слой загрязнения внутри трубы и цилиндрический слой загрязнения конечной толщины, прилегающий снаружи к основанию трубы вместе с тонким равномерным слоем загрязнения на всей оставшейся поверхности оребренной трубы.

Согласно методике [4] для нахождения коэффициента теплопередачи k необходимо рассчитать среднюю безразмерную температуру на поверхности цилиндрического слоя загрязнителя, которая, в свою очередь, определяется на основании температурного распределения внутри слоя загрязнения t. В качестве граничного условия для температуры слоя загрязнения, прилегающего к поверхности ребер, будем использовать линейное приближение. Также будем предполагать, что ребра представляют собой круглые диски с достаточно большими расстояниями между ними для свободного прохода охлаждающего воздуха.

Температурное распределение в кольцевом слое загрязнителя удовлетворяет стационарному уравнению теплопроводности, записанному в цилиндрических координатах r (радиальная координата) и z (осевая координата):

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial t}{\partial r}+\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}=0. \tag{1}$$

Граничные условия для полого ограниченного цилиндра с нулевой температурой на поверхности трубы в межреберном пространстве имеют вид

$$t=-\text{к}(r-r_0) \text{ при } z=0,\ r_0\le r\le r_1, \tag{2}$$

$$t=-\text{к}(r-r_0) \text{ при } z=z_1,\ r_0\le r\le r_1, \tag{3}$$

$$t=0 \text{ при } r=r_0,\ 0\le z\le z_1, \tag{4}$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial t}{\partial r} = \alpha_2 \left(t + t_{f1} - t_2 \right) \text{ при } r = r_1,\ 0 \le z \le z_1, \tag{5}$$

где к – коэффициент линейной зависимости температуры вдоль поверхности ребра, °С/м; z_1 – максимальное значение осевой координаты, м; r_0, r_1 – минимальное и максимальное значения радиальной координаты соответственно, м; t_{f1} – температура основания трубы, °С; t_2 – температура окружающего воздуха.

Убывающее линейное температурное распределение по высоте ребра выбрано для упрощения записи граничных условий (2) и (3). В общем случае оно определяется из модели для разреженных чистых ребер, описанной в [11].

Решение задачи (1)–(5) можно искать в виде неоднородного периодического ряда по координате z с неоднородностью, повторяющей температурное распределение вдоль поверхности ребра:

$$t(r,z) = \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{n\pi z}{z_1} \varphi_n(r) - \kappa(r - r_0), \tag{6}$$

где суммирование осуществляется только по нечетным n. В этом случае граничные условия (2) и (3) выполняются автоматически. Подставляя разложение (6) в уравнение (1), получаем неоднородное уравнение для функции $\varphi_n(r)$:

$$\varphi_n''(r) + \frac{1}{r}\varphi_n'(r) - \left(\frac{n\pi}{z_1} \right)^2 \varphi_n(r) - \frac{4\kappa}{n\pi} \frac{1}{r} = 0. \tag{7}$$

Замена переменной и функции

$$r = \frac{z_1}{n\pi} i\xi,\ \ \varphi_n = \frac{4i\kappa z_1}{(n\pi)^2} y_n \tag{8}$$

позволяет записать уравнение (7) в виде неоднородного уравнения Бесселя:

$$\frac{d^2 y_n}{d\xi^2} + \frac{1}{\xi}\frac{dy_n}{d\xi} + y_n = \frac{1}{\xi}. \tag{9}$$

Частным решением уравнения (9) является функция Ломмеля нулевого порядка $s_{0,0}(\xi)$ [12]. С учетом введенных обозначений (8) общее решение уравнения (7) может быть представлено в виде

$$\varphi_n(r) = \frac{4i\kappa}{A_n} \frac{z_1}{(n\pi)^2} \left[s_{0,0}\left(-i\frac{n\pi}{z_1} r \right) + C_{1n} I_0\left(\frac{n\pi}{z_1} r \right) + C_{2n} K_0\left(\frac{n\pi}{z_1} r \right) \right], \tag{10}$$

где C_{1n} и C_{2n} – произвольные мнимые постоянные; I_0 и K_0 – линейно независимые модифицированные функции Бесселя.

Постоянные C_{1n} и C_{2n} определяются из граничных условий (4) и (5) и удовлетворяют матричному соотношению

$$\begin{bmatrix} C_{1n} \\ C_{2n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_{11n} & b_{12n} \\ b_{21n} & b_{22n} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} d_{1n} \\ d_{2n} \end{bmatrix}, \tag{11}$$

где введены следующие обозначения для коэффициентов матрицы

$$b_{11n} = I_0\left(\frac{n\pi}{z_1}r_0\right), \quad b_{12n} = K_0\left(\frac{n\pi}{z_1}r_0\right),$$

$$b_{21n} = \frac{iz_1}{n\pi}\frac{\alpha_2}{\lambda_2}I_0\left(\frac{n\pi}{z_1}r_1\right) + iI_1\left(\frac{n\pi}{z_1}r_1\right), \quad b_{22n} = \frac{iz_1}{n\pi}\frac{\alpha_2}{\lambda_2}K_0\left(\frac{n\pi}{z_1}r_1\right) - iK_1\left(\frac{n\pi}{z_1}r_1\right), \tag{12}$$

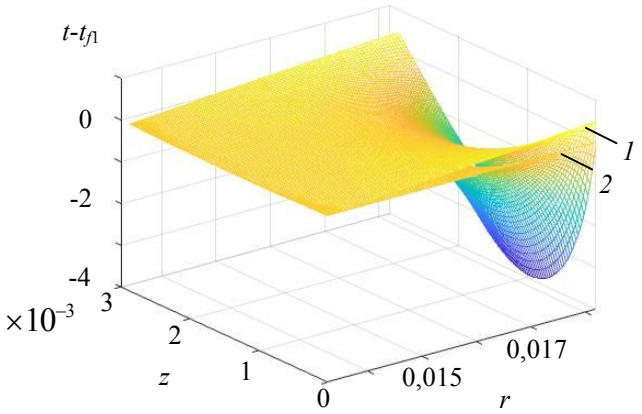
$$d_{1n} = -s_{0,0}\left(-i\frac{n\pi}{z_1}r_0\right), \; d_{2n} = -\frac{iz_1}{n\pi}\frac{\alpha_2}{\lambda_2}s_{0,0}\left(-i\frac{n\pi}{z_1}r_1\right) + s_{-1,1}\left(-i\frac{n\pi}{z_1}r_1\right) + \frac{\alpha_2}{\lambda_2\kappa}(t_2 - t_{f1}) + \frac{\alpha_2}{\lambda_2}(r_1 - r_0) + 1.$$

Средняя температура на поверхности загрязнения t_{f2} находится путем интегрирования по осевой координате z температурного распределения (6):

$$t_{f2} = \frac{1}{z_1}\int_0^{z_1} t\left(r = r_1, z\right)dz = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n\pi}\varphi_n(r_1) - \kappa(r_1 - r_0). \tag{13}$$

Таким образом, решение задачи теплопроводности в цилиндрическом слое загрязнения в случае линейного убывания температуры вдоль поверхности ребра может быть получено в аналитическом виде с использованием функций Ломмеля и модифицированных функций Бесселя. В случае нелинейного распределения температуры по высоте ребра формально температурное распределение можно разложить в ряд по степеням r и получить неоднородное уравнение Бесселя, частными решениями которого будут функции Ломмеля высших порядков.

На рисунке представлена зависимость температуры от радиальной и осевой координаты для случая постоянной температуры и линейно убывающей температуры вдоль поверхности ребра. Видно, что снижение температуры по высоте ребра влечет за собой уменьшение минимальной температуры, достигаемой на поверхности между ребрами, равноудаленной от соседних ребер.



Распределение температуры в цилиндрическом слое загрязнения *1* – без учета температурного распределения вдоль ребра, *2* – с учетом температурного распределения вдоль ребра. к = 100; r_0 = 0,013 м; r_1 = 0,018 м; z_1 = = 0,003 м; α_2 = 10 Вт/(м^2·К); λ_2 = 0,05 Вт/(м·К)

В заключение отметим, что в работе получено аналитическое решение для задачи теплопроводности в кольцевом слое загрязнения для ребристых труб в случае редкого расположения ребер. В случае тесного расположения ребер потребуется дополнительный гидродинамический расчет для определения толщины пограничного слоя воздуха, прилегающего к поверхности ребер, и оценка зависимости коэффициента теплоотдачи со стороны воздуха от геометрических характеристик реберной поверхности.

Литература

1. Müller-Steinhagen H. Heat Exchanger Fouling. Mitigation and Cleaning Technologies. Essen: PUBLICO Publications, 2000. 382 p.

2. Сухоцкий А. Б. [и др.]. Дифференцированный учет термического сопротивления внешнего загрязнителя оребрения труб шахматных пучков в тепловом расчете воздухоохлаждаемых теплообменников // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 23–26 мая 2016 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 2016. Т. 3. С. 424–426.

3. Кунтыш В. Б. [и др.]. Исследование теплопроводности внешних загрязнителей теплообменных секций аппаратов воздушного охлаждения // Химическая техника. 2013. № 11. С. 40–43.

4. Карлович Т. Б. Теплопередача круглых ребристых труб при неравномерном эксплуатационном загрязнении межреберного пространства // ИФЖ. 2018. Т. 91, № 5. С. 1278–1286.

5. Kayansayan N. Thermal characteristics of fin-and-tube heat exchanger // Exp. Therm. Fluid Sci. 1993. Vol. 7. P. 177–188.

6. Hahne E., Zhu D. Natural convection heat transfer on finned tubes in air // Int. J. Heat Mass Transf. 1994. Vol. 37. P. 59–63.

7. Chen H.-T., Hsu W.-L. Estimation of heat transfer coefficient on the fin of annular-finned tube heat exchangers in natural convection for various fin spacing // Int. J. Heat Mass Transf. 2007. Vol. 50. P. 1750–1761.

8. Katsuki R. et. al. Study on free convection heat transfer in a finned tube array // Int. J. Ai-Condition. Refrig. 2015. Vol. 23. P. 1–9.

9. Unger S., Krepper E., Hampel U. Numerical analysis of heat exchanger designs for passive spent fuel pool cooling to ambient air // Nucl. Eng. Des. 2018. Vol. 333. P. 224–234.

10. Володин В. И. [и др.]. Влияние внешнего загрязнения на эффективность теплообменных аппаратов воздушного охлаждения // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 10–13 сент. 2012 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 2012. Т. 3. С. 315–317.

11. Керн Д., Краус А. Развитые поверхности теплообмена. М.: Энергия, 1977. – 464 с.

12. Ватсон Г. Н. Теория Бесселевых функций. В 2 ч. М.: ИЛ, 1949. Ч. I. – 798 с.

УДК 621.396.6.019:536.5.001.24

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ОТРАБОТАВШЕГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА НА ВСЕХ ЭТАПАХ ПЕРЕВОДА С «МОКРОГО» НА «СУХОЕ» КОНТЕЙНЕРНОЕ ХРАНЕНИЕ

Ю. Е. Карякин, А. А. Плетнев, Е. Д. Федорович

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург, Россия

На всех атомных электростанциях мира отработавшее ядерное топливо (ОЯТ) после относительно кратковременной (порядка одного года) выдержки в прireакторных водных бассейнах помещают в так называемые "мокрые" хранилища (ХОЯТ) промежуточного хранения, которое продолжается обычно в течение ряда десятилетий. Эти ХОЯТ располагаются

на территориях АЭС и имеют вид крупногабаритных бассейнов, в отсеках которых размещается (подвешивается на специальных подвесках) отработавшие тепловыделяющие сборки (ОТВС). Объектом настоящего исследования является ОЯТ на Ленинградской атомной электростанции с реакторами типа РБМК-1000. ХОЯТ имеет 5 отсеков общей вместимостью около 38 000 ОТВС. В верхней части ХОЯТ подаётся охлаждающая вода, прошедшая очистку от аэрозолей и охлаждённая во внешней системе теплообменников и фильтров. В качестве охлаждающей воды теплообменников используется очищенная вода Финского залива. Из нижней части отсеков бассейна насосами постоянно откачивается вода во внешнюю систему охлаждения. Таким образом, ХОЯТ представляет собой, по существу, гигантский теплообменник, в котором мощность остаточных энерговыделений ОЯТ передаётся сначала воде, заполняющей пеналы (металлические стаканы) с ОТВС, и затем через стенки пеналов к воде бассейнов. Общая мощность энерговыделения ОЯТ в ХОЯТ и, соответственно, мощность теплоотвода от ОЯТ к воде составляет около 1500 кВт.

Технология обращения с ОЯТ, принятая на ЛАЭС, включает в себя следующие этапы. После пребывания в ХОЯТ в течение не менее десяти лет (при этом мощность тепловыделения одиночной ОТВС падает до уровня порядка 50 ватт) производится постепенный плановый перевод ОТВС на так называемое "сухое" контейнерное хранилище (СКХ). Для СКХ на ЛАЭС сооружена пристройка к зданию ХОЯТ, рассчитанная на размещение в ней 80 металлобетонных контейнеров (МБК), предназначенных для временного хранения и транспортирования ОТВС. В каждом МБК размещаются 104 "половинки" ОТВС, полученные в результате разрезки ОТВС на две части – так называемые пучки твэлов (ПТ). Эта разрезка осуществляется в горячей камере, находящейся в здании ХОЯТ.

В дальнейшем после временного хранения металло-бетонные контейнеры с отработавшим топливом, дополнительно оборудованные защитным кожухом (ЗК), погружаются на железнодорожные транспортёры и вывозятся в централизованное хранилище (ХОТ-2) в г. Железногорске для дальнейшего хранения с последующей возможной переработкой или окончательным захоронением, в зависимости от выбранной стратегии.

На всех упомянутых выше этапах обращения с ОЯТ обеспечение их адекватного теплофизического состояния, т. е. необходимого температурного режима (например, температура оболочек твелов ОТВС не должна превышать уровня в 350 °С) является задачей первостепенной важности, ибо превышение допустимого уровня температуры этих оболочек приведёт к недопустимо высокой скорости коррозии их материала и к возможному их повреждению от действия внутреннего давления газообразных продуктов деления ядерного топлива.

Настоящий доклад посвящен разработке методики численного исследования теплофизического состояния ОЯТ на всех описанных выше этапах перевода отработавшего ядерного топлива с «мокрого» на «сухое» контейнерное хранение. В докладе описываются разработанные его авторами методики анализа процессов тепломассообмена в оборудовании, содержащем ОТВС реакторов РБМК-1000, на следующих этапах:

– пребывание ОТВС в бассейнах ХОЯТ;

– выгрузка ОТВС из бассейнов ХОЯТ;

– загрузка ПТ в МБК;

– вакуумное осушение МБК;

– хранение ОТВС в МБК;

– транспортирование МБК оборудованного ЗК в место последующего централизованного хранения.

На первом из перечисленных этапов рассматривается отвод теплоты от ОТВС естественной конвекцией в воде пеналов и смешанной конвекцией к воде бассейнов. При этом учитывается теплоёмкость ограждающей конструкции (стенки пеналов и стенки бассейнов ХОЯТ). На последующих этапах рассматриваются теплообмен при вакуумном осушении

ОТВС и МБК, естественная конвекция защитного газа (гелия, аргона) в контейнере, лучистый теплообмен внутри и вне контейнера (с учётом солнечной инсоляции во время транспортирования МБК), а также процессы теплопроводности в элементах содержимого МБК (ампулы и чехлы с ОТВС) и в его корпусе.

Расчёт процессов тепломассообмена проводится с учётом того обстоятельства, что в МБК могут быть загружены ОЯТ различного периода выдержки после выгрузки из реактора, начиная от 5-летней выдержки и заканчивая 30-летним сроком выдержки.

УДК 536.24+621.3.089.2

ТЕПЛООТДАЧА ПАКЕТА НИЗКОТЕПЛОПРОВОДНЫХ ПЛАСТИН ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ ТЕПЛООБМЕНЕ С ХОЛОДНОЙ И ГОРЯЧЕЙ СРЕДАМИ

Ю. А. Кирсанов[1], Д. В. Макарушкин[1], А. Ю. Кирсанов[2], А. Е. Юдахин[1]

[1]Институт энергетики и перспективных технологий ФИЦ Казанский научный центр РАН, г. Казань, Россия
[2]ФГБОУ ВО Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия

Известные методики теплового расчета регенеративных воздухоподогревателей (РВП) [1–4] построены в предположении, что коэффициенты теплоотдачи поверхностей насадки не отличаются от полученных значений в стационарных условиях, то есть не учитывают влияния длительности периодов регенерации на теплоотдачу, что негативно отражается на оценке как теплопередачи в регенераторе, так и эффективности энергетических систем, в составе которых они используются [5].

Измерение коэффициента теплоотдачи поверхности пластин в j-м (j = 0,1) периоде осуществлено двумя методиками. Одна из них (модель 1) основана на формуле

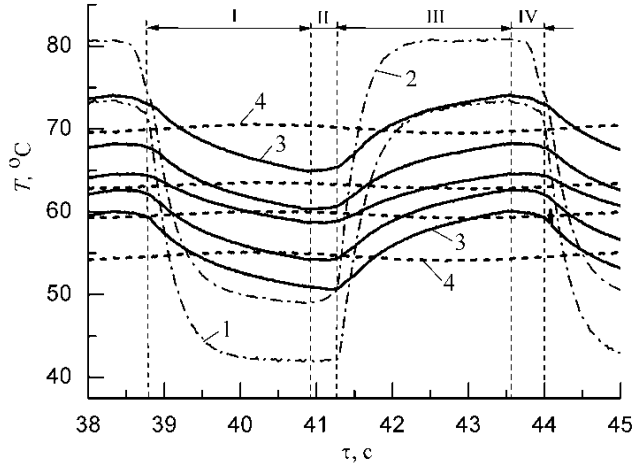
$$\alpha = \frac{Q}{F_w\left(\overline{T}_f - \overline{T}_w\right)}, \qquad Q_{f,j} = G_{f,j} c_{p,j} \left| \overline{T'_{f,j}} - \overline{T''_{f,j}} \right|.$$

Другая методика основана на математических моделях тепловых процессов, протекающих в потоках теплоносителей (модель 2) и в насадке РВП (модель 3). По этой методике коэффициенты теплоотдачи исполняют роль параметров, которые обеспечивают совпадение расчетных температур теплоносителей на выходе из РВП с их опытными значениями.

Экспериментальная часть работы выполнена на стенде, включающем в себя лабораторный РВП переключающегося типа, нагнетатели воздуха, воздуховоды с расходомерами, нагреватель, блок перемещения, систему автоматического управления (САУ) и автоматизированную систему измерения (АИС) [6]. Во входном и выходном патрубках корпуса РВП установлены по три термопары, предназначенные для измерения нестационарных средних по сечению канала температур потоков воздуха на входе и выходе РВП, и штуцеры для измерения перепада давления. Насадкой РВП служил пакет параллельно установленных на расстоянии 2 мм друг от друга пластин из полиметилметакрилата (ПММА), выпускаемых ООО «Саф-Пласт», г. Казань. Длина пластин составляла l = 99,3 мм, ширина B = 50 мм, масса пакета M = 0,1672 кг, эквивалентный гидравлический диаметр межпластинных каналов d_e= 3,00 мм.

Температура пластин измерялась термопарами, установленными на расстояниях y_{tc} от холодного торца пластины в мм: 5.15, 22.25, 39.3, 78.15, 95.25 – на боковой поверхности и 4.9, 35.5, 65.3 и 95.9 – в средней плоскости.

Изменения за цикл температур поверхности и средней плоскости одной из центральных пластин, а также теплоносителей на входе и выходе РВП, для одного из опытов показаны на рисунке.



Цикловые термограммы, зарегистрированные АИС: *1*, 2 – холодный и горячий теплоносители; *3* – поверхность пластины; *4* – средняя плоскость пластины; I–IV – периоды: I и III – рабочие; II и IV – паузы между рабочими периодами

Показания термопар, регистрирующих температуры теплоносителей и пластины, обобщены формулами [6]

$$\vartheta_f(Z,t) = \theta_\infty \pm \exp(a_0 + a_1 t) + \sum_{l=0}^{k_{f,t}} c_l t^l \,, \tag{1}$$

$$\vartheta_w(X,Y,t) = \sum_{k=0}^{k_{w,z}} Y^k \sum_{l=0}^{k_{w,t}} b_{l,k} t^l \,. \tag{2}$$

Математическая модель 2 представляет собой решение дифференциального уравнения теплопроводности для средней по сечению канала температуры теплоносителя в пренебрежении переносом энергии теплопроводностью вдоль потока по сравнению с конвективным переносом вдоль потока. Температура теплоносителя на входе подчиняется формуле (1), температура поверхности стенок канала по длине и во времени изменяется в соответствии с формулой (2). Решение этой задачи в относительных переменных:

$$\theta_f(Z,t) = \left[\theta_\infty \pm \exp(a_0 + a_1 t)\exp\left[-A_1 a_1 Z\right] + \sum_{l=0}^{n_\tau} c_l \left(t - A_1 Z\right)^l\right] \exp\left(-A_2 Z\right) +$$

$$+ \sum_{l=0}^{k_{w,t}} l! \sum_{r=0}^{l} \frac{1}{r!}\left(-\frac{A_1}{A_2}\right)^{l-r} \left[\sum_{k=0}^{k_{w,z}} Z^k \sum_{p=k}^{k_{w,z}} \frac{p!}{k!} \frac{(-1)^{p-k} b_{l,p}}{{A_2}^{p-k}} K_{p-k,l-r} t^r - \exp\left(-A_2 Z\right) \sum_{k=0}^{k_{w,z}} \frac{(-1)^k k! b_{l,k}}{{A_2}^k} K_{k,l-r} \left(t - A_1 Z\right)^r\right].$$

Искомые значения коэффициента теплоотдачи боковой поверхности пластин искались методом последовательных приближений до совпадения расчетного значения средней за период температуры теплоносителя на выходе из РВП с ее измеренным значением.

Модель 3 включает в себя решение краевой задачи теплопроводности двумерного тела (пластины) при циклических граничных условиях третьего рода и заданных температурах потоков холодного и горячего теплоносителей формулой (1).

$$\theta_w(X,Y,t)=\theta_f(Z,t)+\sum_{n=1}^{\infty}A_n\cos(\mu_n X)\sum_{m=1}^{\infty}A_m K_y(\gamma_m Y)\left[\theta_{w,0}\exp\left(-\zeta_{n,m}^2 t\right)+\Psi(t)-W(t)\right].$$

Целью моделей 2 и 3 является определение значений коэффициентов теплоотдачи для боковых поверхностей пластин и торцов, при которых совпадают расчетные и опытные значения средней за период температуры каждого теплоносителя на выходе из РВП и выполняется условие

$$\phi\equiv\sqrt{\sum_{m=1}^{4}\left[\theta_{w,j}(0,Y_{tc},t)-\vartheta_{w,j}(0,Y_{tc},t)\right]^2}\to\min.$$

По результатам серии опытов произведено обобщение полученных значений коэффициентов теплоотдачи боковых поверхностей $\alpha_{x,j}$ и торцов $\alpha_{Y=0,j}$ и $\alpha_{Y=1,j}$. Оказалось, что, в отличие от $\alpha_{x,j}$, коэффициенты теплоотдачи обоих торцов во всем диапазоне значений Re и Fo_p изменяются незначительно и группируются около 3,3 Вт/(м^2·К). Массив значений чисел Нуссельта, характеризующих теплоотдачу боковых поверхностей пластин, в диапазоне определяющих чисел подобия $1023 \le \mathrm{Re} \le 4742$ и $0{,}15 \le \mathrm{Fo}_p \le 1{,}47$ обобщен уравнением регрессии (коэффициент корреляции 95%, среднеквадратическое отклонение точки 8%):

$$\mathrm{Nu}_f = 3{,}7\left(\mathrm{Re}/10^3\right)^{0{,}48}\left(\mathrm{Fo}_p/10^3\right)^{-0.09}. \qquad (3)$$

Часть работы (экспериментальный стенд и математическая модель 1) выполнена по Государственному заданию ФИЦ «КазНЦ РАН» (№ АААА-А18-118032690290-1); остальное – при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Республики Татарстан по научному проекту № 18-48-160012 р_а.

Обозначения

$A_1 = l/(w_f\tau_p)$; $A_2 = \alpha_x F_w/(G_f c_{p,f})$; a_w – коэффициент температуропроводности пластины, м^2/с; a_0 и a_1 – коэффициенты переходного процесса в уравнении (1); $b_{l,k}$ – коэффициенты регрессии в уравнении (2); c_l – коэффициенты полинома в формуле (3); $c_{p,j}$ – удельная изобарная теплоемкость теплоносителя в j-м периоде (j = 0,1), Дж/(кг К); d_e – эквивалентный гидравлический диаметр межпластинных каналов, м; F_w – площадь поверхности насадки, м^2; G_{fj} – массовый расход теплоносителя, кг/с; Q – тепловая нагрузка, Вт; $K_{k,n} = K_{k,n-1} + K_{k-1,l}$; $K_{k,0} = K_{0,n} = 1$ ($k, n \ge 0$); l – длина пластины, м; T_* – масштаб температуры, К; $T_{\max}$ и $T_{\min}$ – максимальная и минимальная температуры цикла, °С; T_f – температура потока, °С; T_∞ – температура пластины, °С; $t = \tau/\tau_p$; x – поперечная координата от средней плоскости пластины, м; y – продольная координата от холодного торца пластины, м; z – то же от входа потока, м; $X = 2x/\delta_w$; $Y = y/l$; $Z = z/l$; w_f – среднерасходная скорость теплоносителя в межпластинных каналах, м/с; α_x, $\alpha_{Y=0}$ и $\alpha_{Y=1}$ – коэффициенты теплоотдачи боковой поверхности, холодного и горячего торцов пластины, Вт/(м^2 К); ε – невязка; λ_f – коэффициент теплопроводности теплоносителя, Вт/(м К); ν_f – коэффициент кинематической вязкости теплоносителя, м^2/с; $\vartheta = (T - T_{\min})/T_*$ – измеренная относительная температура; $\theta = (T - T_{\min})/T_*$ – расчетная относительная температура; τ – время от начала периода, с; τ_p – длительность периода, с; $\mathrm{Bi}_{x,j} = \alpha_{x,j}\delta_w/(2\lambda_{w,j})$, $\mathrm{Bi}_{Y=0,j} = \alpha_{Y=0,j} l/\lambda_w$ и $\mathrm{Bi}_{Y=1,j} = \alpha_{Y=1,j} l/\lambda_{w,j}$ – числа Био; $\mathrm{Fo}_p = 4a_w\tau_p/\delta_w^2$ – предельное для периода число Фурье; $\mathrm{Nu}_f = \alpha_x d_e/\lambda_f$ – число Нуссельта; $\mathrm{Re} = w_f d_e/\nu_f$ – число Рейнольдса.

Литература

1. Хаузен Х. Теплопередача при противотоке, прямотоке и перекрестном токе / Пер. с нем. И. Н. Дулькина. М.: Энергоиздат, 1981. – 384 с.
2. Добряков Т. С., Мигай В. К., Назаренко В. С., Надыров И. И., Федоров И. И. Воздухоподогреватели котельных установок. Л.: Энергия, 1977. – 184 с.
3. Тепловой расчет котлов (нормативный метод). Изд. 3-е, перераб. и дополнен. СПб: Изд. НПО ЦКТИ, 1998. – 256 с.
4. Кирсанов Ю. А. Циклические тепловые процессы и теория теплопроводности в регенеративных воздухоподогревателях. М.: Физматлит, 2007. – 240 с.
5. Кирсанов Ю. А., Макарушкин Д. В., Филимонов А. Г. Влияние частоты вращения ротора регенератора на теплоотдачу насадки и показатели работы парогенератора // Тр. Академэнерго. 2018. № 3. С. 60–71.
6. Кирсанов Ю. А., Юдахин А. Е., Макарушкин Д. В., Кирсанов А. Ю. Методика исследования теплоотдачи в регенеративном воздухоподогревателе // Тр. Академэнерго. 2018. № 2. С. 29–44.

УДК 614.841

МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОГО МЕХАНИЗМА ГЕТЕРОГЕННОГО ИНГИБИРОВАНИЯ АКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ ПЛАМЕНИ ЧАСТИЦАМИ ОГНЕТУШАЩЕГО ПОРОШКА

А. И. Кицак

Научно-исследовательский институт пожарной безопасности и проблем чрезвычайных ситуаций» МЧС Республики Беларусь, г. Минск

В настоящее время огнетушащие порошки являются одними из наиболее используемых средств тушения пожаров. Широкое применение порошков объясняется их высокой огнетушащей способностью, возможностью применения для тушения практически всех классов пожаров и рядом других эксплуатационных преимуществ над известными огнетушащими средами.

Огнетушащие порошки представляют собой высокодисперсные среды, состоящие из различных минеральных солей и добавок, препятствующих слеживаемости и комкованию.

Тушение пожара огнетушащим порошком обеспечивается двумя основными процессами: передачей тепла частицам порошка посредством нагрева их и гетерогенным обрывом цепей горения на поверхности частиц порошка. Подача порошка в зону горения производится в основном пневматическим способом. Он реализуется различными схемами в модулях порошкового пожаротушения (МПП). Скорость частиц порошка, выбрасываемого из МПП, в газообразном горячем слое может достигать нескольких метров в секунду [1, 2]. При толщине слоя ~0,1–0,2 мм длительность t_{int} взаимодействия частиц порошка с активными центрами пламени в этой зоне составляет ~10^{-4}–10^{-5}с. В то же время, нагрев частиц порошка и гетерогенный обрыв цепей горения не происходят мгновенно. По оценкам, приведенным в работе [3], длительность прерывания цепи τ составляет порядка ~10^{-4} с. Примерно такого же порядка является время нагрева частиц порошка [2]. Из сопоставления времени пребывания частиц

порошка в реакционной зоне пламени и времени протекания основных механизмов тушения пожара следует, что они примерно одного порядка. Поэтому можно считать, что процесс тушения пожара огнетушащим порошком с применением МПП, особенно МПП импульсного типа (время выброса порошка ≤1 с) происходит в нестационарных условиях.

Анализ результатов исследования закономерностей тушения пламен горючих веществ огнетушащим порошком показывает, что они получены в предположении стационарности протекания основных механизмов тушения [3], т. е. в условиях, когда время пребывания частиц порошка в реакционной зоне значительно больше, характерных времен нагрева частиц и обрыва цепей реакции горения на поверхности частиц.

Целью настоящей работы является оценка эффективности гетерогенного ингибирования активных центров пламени частицами огнетушащего порошка в нестационарных условиях взаимодействия. Для решения поставленной цели была разработана модель нестационарного гетерогенного механизма ингибирования активных центров пламени частицами огнетушащего порошка. Согласно данной модели тушения пожара огнетушащим порошком осуществляется подачей струи огнетушащего порошка в зону горения по направлению к фронту пламени.

В некоторый момент времени в этой зоне, которая состоит из областей подогрева горючей среды, реакции горения и собственно пламени (светящейся зоны), формируется дисперсный слой частиц порошка. Этот слой за промежуток времени t_{int}, зависящий от скорости частиц порошка и эффективной толщины зоны реакции, покинет ее. Частицы слоя безвозвратно покидают реакционную область, если горючим веществом является горючий газ (ГГ) или легковоспламеняющаяся жидкость (ЛВЖ). Когда осуществляется тушение твердого горючего материала (ТГМ), часть частиц порошка может проникнуть в обуглившиеся зазоры материала, а часть, обладающая достаточной кинетической энергией, может отразиться от материала и снова попасть в реакционную область горения.

За время пребывания частиц порошка в реакционной области они адсорбируют на своей поверхности с некоторой вероятностью, зависящей от физико-химических характеристик материала и состояния их поверхности, активные центры пламени, состоящие из свободных атомов и радикалов горючего вещества. На поверхности огнетушащих частиц порошка происходит восстановление активных центров в результате поглощения электрона материала частицы и отдачи ей избыточной энергии. Данная реакция приводит к обрыву цепей горения и в конечном результате к снижению тепловыделения.

Реакция гетерогенного ингибирования активных центров пламени осуществляется в каналах слоя, образованных частицами огнетушащего порошка в реакционной зоне.

Для рассматриваемой модели тушения получена зависимость скорости реакции ингибирования от дисперсных характеристик огнетушащего порошка, кинетических и динамических параметров активных центров пламени и от условий подачи порошка в зону пламени

Определение данной зависимости проводилось на основе приближенного метода решения задач диффузионной кинетики, получившим название метода равнодоступной поверхности [4].

Следуя данному методу, составлено уравнение равенства потока $\omega(C)$ активных частиц пламени, адсорбированных поверхностью частицы порошка, потоку активных частиц, доставляемых к этой поверхности в результате образовавшейся разности концентраций частиц возле поверхности ингибитора и внутри горючего газа, с учетом нестационарности процесса ингибирования.

Полученное равенство имеет вид

$$\omega\left(C\right)=\beta\left(C-C_0\right)-\tau\frac{d\omega\left(C\right)}{dt}, \tag{1}$$

где C – концентрация активных частиц реакции горения, адсорбированных поверхностью частиц слоя огнетушащего порошка, C_0 – концентрация активных частиц в объеме горючего газа, кг/м³; β – коэффициент массоотдачи, м/с.

Решая данное уравнение относительно переменной C, при условии, что реакция ингибирования на поверхности частиц порошка является реакцией первого порядка, т. е. $\omega(C) = kC$ (k – кинетическая константа скорости реакции, м/с) и, что в начальный момент времени $t = 0$ концентрация ингибированных центров пламени $C = 0$, получим следующее уравнение для концентрации центров пламени C, восстановленных на поверхности частицы порошка за промежуток времени взаимодействия t_{int}:

$$C = \frac{\beta}{\beta + k}\left(1 - \exp\left(-\frac{t_{\text{int}}}{\Delta\tau}\right)\right)C_0 . \tag{2}$$

где $t_{\text{int}} = l_{\text{int}}/v$, l_{int}– эффективная (зависящая от наклона оси струи порошка) длина взаимодействия частиц порошка с активными частицами в зоне реакции, м; v –скорость частиц в реакционной зоне, м/с; $\Delta\tau = \tau k/(k + \beta)$ – эффективное время обрыва цепи горения, с.

Для скорости реакции ингибирования (массы активных частиц, восстанавливаемых в единицу времени) получим следующее уравнение:

$$\frac{dC}{dt} = kS_{\text{ch}}C = K^{*}S_{\text{ch}}C_0 , \tag{3}$$

где S_{ch}– эффективная площадь поверхности каналов, образованных частицами огнетушащего порошка, в слое объемом V, м²; K^{*} – эффективная константа скорости реакции, равная

$$K^{*} = \frac{k\beta}{\beta + k}\left(1 - \exp\left(-\frac{t_{\text{int}}}{\Delta\tau}\right)\right). \tag{4}$$

Из (4) видно, что при стационарном взаимодействии активных центров пламени с поверхностью частицы, т. е. когда $t_{\text{int}} >> \Delta\tau$, выражение для K^{*} совпадает с формулой для истинной константы скорости ингибирования активных центров пламени на поверхности частиц порошка, приведенной в работах [3, 4]. Если время взаимодействия $t_{\text{int}} << \Delta\tau$, то эффективность ингибирования активных центров пламени будет зависеть не только от кинетических и динамических параметров реакции ингибирования, но и от условий подачи порошка в зону пламени.

Из полученных зависимостей для скоростей гетерогенной реакции ингибирования активных частиц в кинетической и диффузионной области ее протекания следует, что эффективность ингибирования определяется не только дисперсными характеристиками огнетушащего порошка и кинетическими параметрами активных центров, но и условиями тушения.

Процесс обрыва цепей реакции горения частицами огнетушащего порошка происходит тем эффективнее, чем больше время взаимодействия t_{int} их с активными центрами пламени и, чем меньше эффективная длительность реакции ингибирования $\Delta\tau$. Время взаимодействия t_{int} тем больше, чем больше эффективная длина взаимодействия l_{int} частиц порошка с активными центрами пламени и, чем меньше их скорость v в зоне реакции.

Зависимость эффективности гетерогенного ингибирования активных центров пламени от эффективной длины взаимодействия их с частицами огнетушащего порошка подтверждается результатами экспериментальной работы [5], в которой наблюдалось более быстрое тушение пламени горючей жидкости огнетушащим порошком, когда струя порошка направлялась в зону горения под углом к нормали поверхности горения.

Установленная зависимость скорости реакции гетерогенного ингибирования активных частиц пламени от скорости частиц огнетушащего порошка в зоне реакции, позволяет объяснить более низкую эффективность установок порошкового пожаротушения импульсного типа (время выброса порошка $t_{dis} \leq 1$ с) по сравнению с установками кратковременного действия (t_{dis} = 1–10 с). Сравнительно низкая эффективность установок порошкового пожаротушения импульсного типа обусловлена малым временем пребывания частиц порошка в реакционной зоне вследствие их большой скорости, которая может достигать десятков метров в секунду.

Полученные результаты дают также более естественное объяснение известного в пожаротушении парадокса, заключающегося в увеличение удельного расхода огнетушащего порошка при повышении интенсивности подачи порошка в зону горения. Этот эффект можно объяснить увеличением скорости частиц порошка при увеличении интенсивности подачи его в зону горения и, следовательно, уменьшением эффективности тушения пожара вследствие сокращения времени взаимодействия частиц порошка с активными центрами пламени.

Выводы

Предложена модель гетерогенного механизма ингибирования активных центров пламени частицами огнетушащего порошка при нестационарном взаимодействии.

Получены теоретические зависимости скорости реакции гетерогенного ингибирования в кинетической и диффузионной области ее протекания в нестационарных условиях взаимодействия активных частиц с поверхностью ингибитора.

Проведена оценка эффективности гетерогенного ингибирования активных центров пламени частицами огнетушащего порошка в нестационарном режиме их взаимодействия.

Установлено, что эффективность ингибирования зависит не только от кинетических параметров активных центров и дисперсных характеристик частиц порошка, но и от соотношения времени взаимодействия частиц порошка с активными центрами и характерной длительности прерывания цепи горения.

Тушение пламени огнетушащим порошком в нестационарных условиях происходит тем эффективнее, чем больше время взаимодействия частиц порошка с активными центрами пламени и чем меньше эффективная длительность обрыва цепи горения.

Результаты работы находят подтверждение в проведенных экспериментах по определения эффективности тушения огнетушащим аэрозолем горючей жидкости на открытом пространстве [5].

Литература

1. Абдурагимов И. М. Физико-химические основы развития и тушения пожаров. М.: ВИПТШ МВДСССР,1980. – 255 с.

2. Кицак А. И. Модель теплового механизма тушения пожара подкласса А1 огнетушащим порошком общего назначения в условиях нестационарного теплообмена // Приборы и методы измерений. 2019. Т. 10, № 4. С. 391–401.

3. Баратов А. Н. Горение – Пожар – Взрыв – Безопасность. М.: ФГУ ВНИИПО МЧС России, 2003. – 364 с.

4. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. – 502 с.

5. Баланюк В. М. Определение эффективности тушения огнетушащим аэрозолем горючей жидкости на открытом пространстве // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. 2015. С. 4–10.

УДК 621.039.534.6:536.2

ПЕРЕМЕШИВАНИЕ РАЗНОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОТОКОВ ЖИДКОГО НАТРИЯ

И. В. Колесниченко[1], Р. И. Халилов[1], А. С. Шестаков[1], А. Н. Крылов[2], В. В. Пахолков[2], А. М. Павлинов[1], А. Д. Мамыкин[1], А. Ю. Васильев[1], С. А. Рогожкин[2], П. Г. Фрик[1]

[1]Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия
[2]ОКБМ им. И. И. Африкантова, г. Нижний Новгород, Россия

Повышение безопасности эксплуатируемых и проектируемых реакторных установок (РУ) является одной из основных задач в отрасли. Несмотря на действующие консервативные подходы при проектировании и изготовлении оборудования, во время эксплуатации РУ БН были зафиксированы случаи разгерметизации оборудования и трубопроводных систем, приводящие к истечению натриевого теплоносителя.

В октябре 1993 г. на РУ БН–600 произошла течь натрия в тройнике системы очистки теплоносителя первого контура [1]. Причиной послужило воздействие на тройник пульсаций температур, возникших в результате смешения разнотемпературных потоков натрия. Термоциклическая усталость материала стенок тройника привела к его разгерметизации. С аналогичной проблемой столкнулись и на французском реакторе Phenix, где после 90 000 ч работы произошла разгерметизация главных трубопроводов двух из трех петель второго контура, в месте расположения сварного соединения [2]. На расстоянии 160 мм до сварного соединения в главный трубопровод врезан патрубок меньшего диаметра, по которому подавался натрий, имеющий температуру на 90 градусов выше, чем в основном потоке. Попеременное воздействие более нагретого (горячего) и менее нагретого (холодного) теплоносителя привело к появлению течи.

Данные инциденты свидетельствуют о недостаточной изученности процесса смешения неизотермических потоков натриевого теплоносителя в Т-образных соединениях труб и необходимости уделять особое внимание этому явлению при проектировании и эксплуатации РУ БН. Опасность течи из натриевых контуров связана с одной из особенностей натрия, а именно его высокой химической активностью по отношению к воздуху и воде. Мировая практика насчитывает немалое количество экспериментальных исследований по смешению разнотемпературных потоков [3–5], однако данные эксперименты, в основном, проводились на воде. Также исследование проводились на сплаве Розе [6]. Гидродинамика и теплообмен натрия в условиях, характерных для РУ БН, имеют свои существенные особенности и отличия. К числу специфических свойств, присущих натриевому теплоносителю, относится его высокая теплопроводность, намного превышающая теплопроводность других типов теплоносителей при сравнительно небольшой кинематической вязкости. Это означает, что молекулярный перенос тепла в жидком металле протекает интенсивнее, чем молекулярный перенос количества движения. Молекулярная теплопроводность в турбулентном потоке натрия дает основной вклад в поперечный перенос тепла не только в пристенном слое, но и в ядре потока [7]. Высокая теплопроводность натрия также обеспечивает значительные, по сравнению с водой или газом, коэффициенты теплоотдачи и малые перепады температур между теплоносителем и поверхностью, что приводит к проникновению пульсаций температур вглубь стенки.

Исследование процесса теплопереноса в жидкометаллическом теплоносителе на эксплуатируемых РУ не представляется возможным по следующим причинам: малое количество точек измерения, трудности по установке новых датчиков, опасность появления течи. Наиболее полную информацию о трехмерных процессах тепломассообмена можно получить

с помощью методов вычислительной гидродинамики (CFD коды), возможности которых расширились с появлением современных компьютерных технологий [8]. При таком подходе важным является вопрос верификации кодов на адекватность реализованных в них моделей реальным физическим процессам. Наиболее представительные с точки зрения верификации CFD кодов экспериментальные данные по перемешиванию разнотемпературных потоков теплоносителя возможно получить только на натриевых стендах, что и послужило причиной проведения данного исследования.

Экспериментальные исследования проводились на модели тройника. Тройник представлял собой Т-образное перпендикулярное соединение прямых труб из нержавеющей стали (рис. 1), толщина стенки труб 1.45 мм, внутренний диаметр 39.5 мм. Горячий натрий циркулирует на проход, холодный натрий подводится через боковой подводящий трубопровод. Нестационарное турбулентное перемешивание разнотемпературных потоков жидкометаллического теплоносителя приводит к появлению температурных пульсаций в ядре потока, но отдельные вихри горячего и холодного натрия достигают внутренней поверхности трубопровода, что, в свою очередь, вызывает пульсации температур в металлоконструкции тройника.

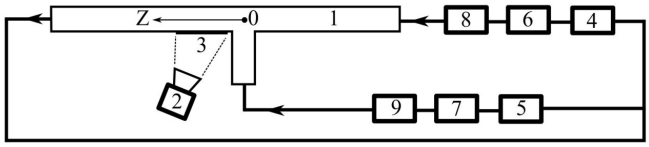


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной установки

Выбранная толщина стенки модели тройника обеспечивает низкую тепловую инерционность, что позволяет измерять пульсации температур на внешней поверхности контура с помощью тепловизора. Тройник окружен тепловым кожухом, в котором размещены два окна из селенида цинка, обеспечивающих пропускание ИК-излучения и возможность использования тепловизора 2 для измерения пульсаций температуры на наружной поверхности 3 тройника. Наружная поверхность каналов тройника и внутренняя поверхность кожухов покрыты термостойкой краской для повышения точности определения температуры. Конструкция кожухов и выбранный угол зрения позволяют изучать тепловизором исследуемую область выходного патрубка тройника. Для исследования эволюции поля температуры на поверхности труб с натрием использовался тепловизор модели «FLIR SC5000» с его стандартным объективом для работы в ИК диапазоне.

Тройник 1 встроен в натриевый контур установки ИМСС УрО РАН [9] (рис. 1). В состав контура входят: нагреватель 4, конструктивно объединенный со своим расширительным баком, холодный теплообменник 5 с воздушным охлаждением, конструктивно объединенный со своим расширительным баком. Течение жидкого натрия обеспечивалось коаксиальными электромагнитными насосами бегущего поля 6 (насос горячей ветки) и 7 (насос холодной ветки) [10]. Расход жидкого натрия определялся электромагнитными расходомерами [11] 8 в горячей и 9 в холодной ветках. Температура натрия контролировалась термопарами, установленными на входах в тройник, где также установлены выравниватели потока. Основной контур выполнен без механических клапанов и вентилей, что позволило снизить гидравлическое сопротивление контура. Элементы контура соединяются трубопроводами из нержавеющей стали с внутренним диаметром 68 мм. Вся регулировка расхода натрия по каждой ветке контура осуществляется с помощью электромагнитных насосов, которые обеспечивают более устойчивое управление расходом в широком диапазоне. Контур окружен тепловым кожухом с системами термостабилизации и пожаротушения, а также снабжен системами хранения, заливки и очистки натрия, вакуумной и аргоновой системами.

Тепловизор выдает видеофайл с двумерным изображением с разрешением кадров 320 на 256 пикселей глубиной 14 бит. Во время эксперимента достигается стационарное состоя-

ние с выбранными значениями расходов и температур (таблица). Затем производится съемка поля температуры в течение 30 мин с частотой кадров 50 Гц. Эти результаты позволяют изучить характер распределения поля температуры и пульсаций. Наиболее достоверные значения температуры располагаются на образующей цилиндра канала, расположенной на кратчайшем расстоянии от тепловизора, что обусловлено криволинейностью поверхности канала. Поэтому, исследование температуры производилось в нескольких точках, расположенных на этой образующей. Координаты этих точек из системы координат, связанной с изображением тепловизора, переводятся в систему координат, связанную с тройником, центр которой расположен в точке пересечения трубопроводов тройника, а ось Z направлена вдоль течения потока смешения (рис. 1).

В ходе цикла исследований изучен процесс смешения при разных наборах параметров. В таблице в качестве примера указаны значения параметров для двух режимов, которые, следуя классификации в [4], обеспечивают генерацию малого вихря рециркуляции (wall jet) вблизи стенки (режим 1), либо более крупную структуру струйного течения (re-attached jet) (режим 2), которая обеспечивает менее стабильную зону рециркуляции большего масштаба. Зависимости средней температуры от координаты вдоль образующей показывают монотонный рост для режима 1 и неравномерный рост с провалом в центральной части для режима 2 (рис. 2, *а*). В последнем случае именно туда попадает струя с более холодным натрием. При этом среднеквадратичные отклонения в первом режиме нарастают вдоль потока, а во втором случае существенно не изменяются. Об этом же свидетельствуют Фурье-спектры, приведенные для двух крайних и центральной точек исследуемой области (рис. 2, *б*, *в*).

Значения параметров двух изученных режимов

Параметр	Режим 1	Режим 2
Расход горячей ветки, л/с	1.042	0.915
Расход холодной ветки, л/с	0.493	0.830
Число Рейнольдса в зоне смешения	48000	54000
Температура в горячей ветке, °С	204	186
Температура в холодной ветке, °С	151	141

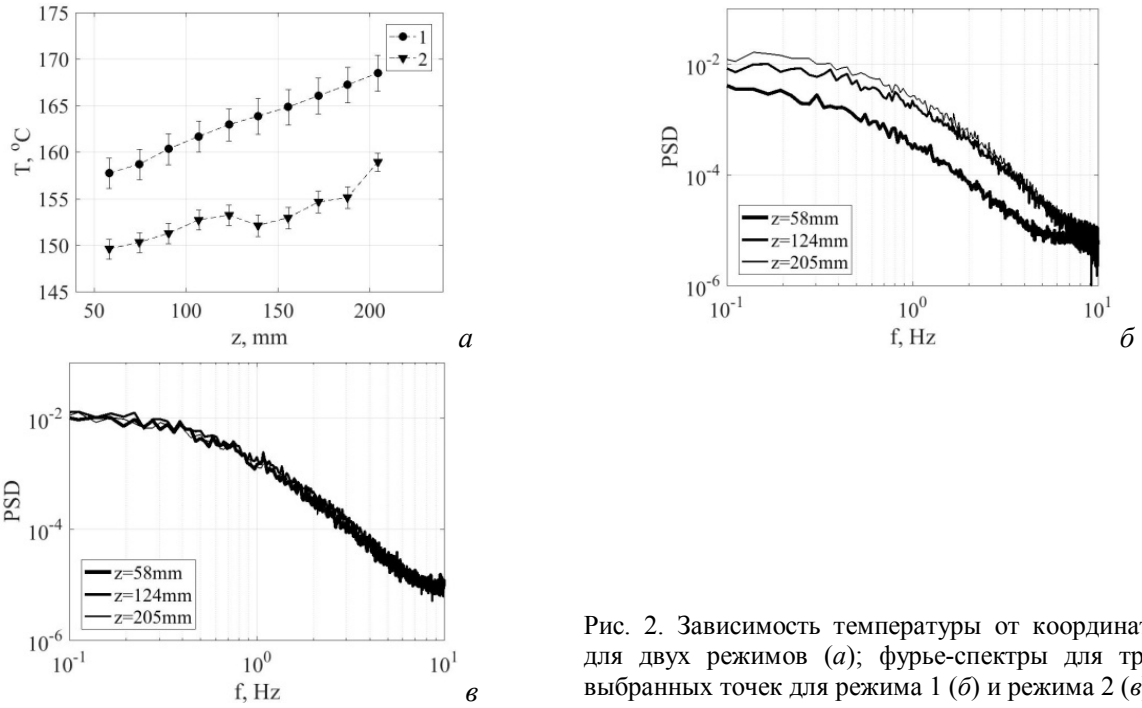


Рис. 2. Зависимость температуры от координаты для двух режимов (*а*); фурье-спектры для трех выбранных точек для режима 1 (*б*) и режима 2 (*в*)

При визуальном анализе эволюции температурных полей видно, что по поверхности трубопровода вдоль течения распространяются нерегулярные, но повторяющиеся структуры сложной формы. Частоту колебания не удается определить с помощью Фурье-анализа, что и видно на спектрах (рис. 2, *б*, *в*), поэтому для определения средней частоты использовался вейвлет-анализ. Он лучше всего подходит для анализа нерегулярных сигналов. Вейвлет-спектрограммы всех сигналов температуры в выбранных точках позволили выявить наличие нерегулярных всплесков температуры в ходе замера. Тем не менее, на вейвлет-спектрах присутствует область с выделенными частотами. Все вейвлет-спектры для всех точек измерений объединены на диаграммах (рис. 3). Темная область на диаграммах показывает область частот колебаний, характерных для данного процесса. В данном случае наибольшая интенсивность колебаний лежит в дальней области по потоку. При этом в первом режиме (рис. 3, *а*) область характерных частот лежит в интервале 0.1–0.5 Гц, и она менее локализована, чем во втором режиме (рис. 3, *б*), которая лежит в интервале 0.1–0.35 Гц.

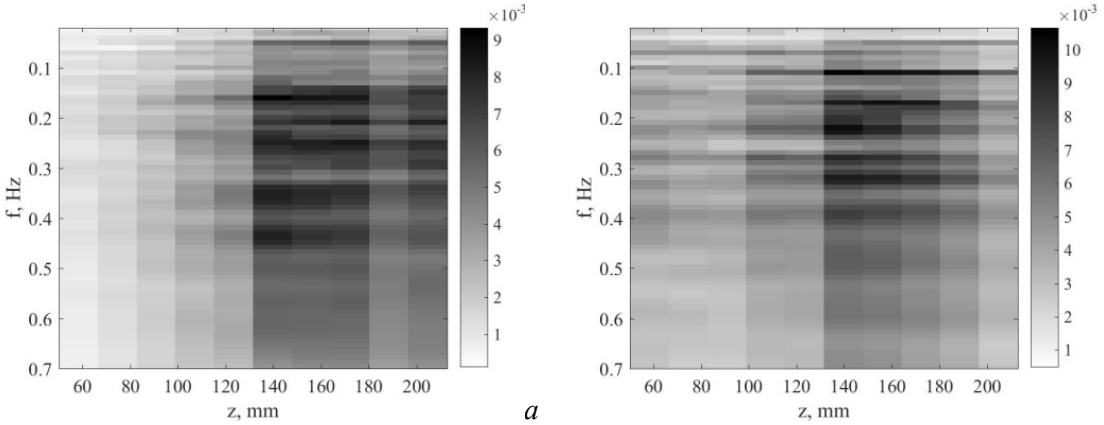


Рис. 3. Диаграмма вейвлет-спектров для десяти выбранных точек вдоль исследуемой области для режима 1 (*а*) и режима 2 (*б*)

Таким образом, получены уникальные экспериментальные данные по смешению разнотемпературных потоков натриевого теплоносителя, необходимые для проведения верификации CFD кодов. Подтверждение адекватности реализованных в CFD кодах моделей будет способствовать их внедрению в инженерную практику, что позволит повысить безопасность эксплуатируемых и проектируемых РУ БН.

Литература

1. Кузнецов И. А. Поплавский В. М. Безопасность АЭС с реакторами на быстрых нейтронах. М.: ИздАт, 2012.

2. Validation of fast reactor thermomechanical and thermohydravlic codes. Final report of coordinated research project. International atomic energy agency. Vienna, IAEA-TECDOC-1318. 2002.

3. Westin J. Thermal mixing in a T-junction. model tests at vattenfall research and development ab 2006. Boundary conditions and list of available data for cfdvalidation. Report Memo U 07-26. Vattenfall R&D AB, Alvkarleby, Sweden, 2007.

4. Hosseini S. M., Yuki K., Hashizume H. Classification of turbulent jets in a t-junction area with a 90-deg bend upstream // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2008. Vol. 51. P. 2444–2454.

5. Mei-Shiue Chen, Huai-En Hsieh, Zhi-Yu Zhang, Bau-Shi Pei. Experimental investigation of thermal mixing phenomena in a tee pipe // Kerntechnik. 2015. Vol. 80, No. 2. P. 116–123.

6. Кашинский О., Лобанов П., Курдюмов А., Прибатурин Н. Экспериментальное моделирование течения жидкометаллического теплоносителя в Т-образном смесителе // ЖТФ. 2016. Т. 86. С. 145–147.

7. Боришанский В. М., Кутателадзе С. С., Новиков И. И., Федынский О. С. Жидкометаллические теплоносители. М.: Атомиздат, 1967.

8. Рогожкин С. А., Аксенов А. А., Жлуктов С. В., Осипов С. Л., Сазонова М. Л., Фадеев И. Д., Шепелев С. Ф., Шмелев В. В. Разработка модели турбулентного теплопереноса для жидкометаллического натриевого теплоносителя и её верификация // Вычислительная механика сплошных сред. 2014. Т. 7, № 3. С. 306–306.

9. Kolesnichenko I., Khalilov R., Shestakov A., Frick P. ICMM twocircuit sodium loop: a tool to study the mixing of flows with different temperature // Magnetohydrodynamics. 2016. Vol. 52, No. 1. P. 87–94.

10. Khalilov R., Kolesnichenko I. Annular linear induction pump for liquid sodium // Magnetohydrodynamics. 2015. Vol. 51, No. 1. P. 95–103.

11. Khalilov R., Kolesnichenko I., Mamykin A., Pavlinov A. A combined liquid sodium flow measurement system // Magnetohydrodynamics. 2016. Vol. 52. No. 1. P. 53–60.

УДК 536.284.2

УПРАВЛЯЕМЫЙ ТЕРМОФОРЕЗ ПРИ СИНТЕЗЕ ВЫСОКОЧИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. Л. Колпашиков, Ю. К. Кривошеев, А. И. Шнип

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

Разработана универсальная математическая модель и ее программная реализация для исследования CVD процессов в проточных реакторах с внешним нагревом. Такие реакторы используются для получения высокочистых веществ, наностуктурированных материалов находящих широкое применение в микроэлектронике и оптике. В докладе представлено численное моделирование MCVD-процесса (Modified Chemical Vapor Deposition), который применяется при синтезе заготовок для вытяжки оптического волокна и других высокочистых веществ.

На основе численных экспериментов подтверждена теоретически обнаруженная ранее новая особенность транспорта образующихся в результате химической реакции наночастиц в проточных реакторах парофазного химического осаждения с внешним нагревом, которая оказывает влияние и на условия образования частиц. Она состоит в том, что в пристеночной области может существовать слой, в котором наночастицы, образующиеся в зоне нагрева на фронте химической реакции, при смещении их под действием термофореза к оси реактора попадают в «тыловую» от фронта зону, а затем сносятся еще непрореагировавшим потоком несущего газа снова на фронт реакции. В этой области фронта конденсация возникающей в результате реакции паровой фазы идет не по механизму гомогенной конденсации (нуклеация и образование наночастиц), а по механизму гетерогенной конденсации на вошедших в зону реакции частицах. В силу этого свойства частиц, образующихся вне и внутри этого слоя (стандартные и нестандартные частицы соответственно), будут существенно различаться.

Результаты численного эксперимента на основе разработанной модели также подтверждают наличие режимов с двумя упомянутыми выше сценариями образования наночастиц и, соответственно, двух типов частиц. Показано, что режимы без нестандартного сценария имеют место только при малых расходах газа и сглаженных распределениях температуры на стенке реактора. Построенная модель позволяет рассчитать распределение потока частиц по длине стенки реактора и локализацию стандартных и нестандартных частиц. Установлено,

что нестандартные частицы локализуются в передней части зоны осаждения и занимают область длиной 4–8 радиусов канала реактора, в то время как общая длина зоны осаждения может достигать 25 радиусов. При этом доля нестандартных частиц в общей массе осажденного вещества может превышать 70%, хотя доля вещества ядра, т. е. частиц, прошедших через тыловую зону фронта реакции, в этой доле составляет около 30%. При неподвижной горелке нестандартные частицы локализованы в передней части зоны осаждения, а в случае подвижной горелки нестандартные частицы, которые осаждаются раньше, окажутся в нижней части осажденного слоя, а нестандартные в верхней. Если стандартные и нестандартные частицы окажутся морфологически (а может быть и по составу) различными, то полученные данные позволят выработать методы сепарации этих частиц в эксперименте, или выбрать режим с большей или меньшей долей нестандартных частиц.

В работе представлены теоретические основы нового метода фокусировки пучка наночастиц в ламинарном газовом потоке, отличающегося от известных методов гидродинамической или аэродинамической фокусировки тем, что он основан на использовании сил термофореза, которые действуют на частицы в несущей среде, если в ней создается поперечный градиент температуры. Построена физико-математическая модель этого процесса и ее численная реализация, на основе которой выполнены расчеты, подтверждающие перспективность метода как для создания узких пучков наночастиц в газовом потоке, так и для очистки газов от наночастиц или повышения концентрации частиц в газе.

УДК 532.65:536.252

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ ВЯЗКОГО ЖИДКОГО СЛОЯ НА ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ОСНОВАНИИ

П. Н. Конон[1], А. В. Жук[1], В. Я. Шкадов[2]

[1]Белорусский государственный университет, г. Минск
[2]Московский государственный университет, г. Москва, Россия

Развитие новых перспективных технологий, в основе которых лежат течения слоев расплавов на вращающихся поверхностях в поле центробежных сил, требует изучения движения слоев жидкости с переменной вязкостью, зависящей от температуры.

Исследуется неизотермическое плоское течение нетонкого слоя вязкой жидкости на внешней поверхности круглого цилиндра с горизонтальной осью, вращающегося с постоянной угловой скоростью ω_0. Учитываются влияния сил инерции, поверхностного натяжения и гравитации. Подобного рода течения встречаются при образовании минеральных и металлических волокон из расплавов центробежно-валковом способом, при обработке химикатами сельскохозяйственных культур от вредителей и сорняков с помощью движущегося вращающегося вала, нанесении покрытий и пленок на вращающиеся поверхности.

Решение изотермической задачи возмущенного течения на внешней цилиндрической поверхности в приближении тонкой пленки исследовано в статьях [1–3]. Возмущенное движение нетонкого изотермического вязкого слоя с учетом сил инерции изучено в работах [4, 5]. Результаты экспериментальных исследований течения описаны в [1, 7]. В [6] исследовано трехмерное течение тонкого слоя при медленном вращении цилиндра без учета сил инерции. Результаты первых исследований неизотермической задачи приведены в работах [10, 11].

Для неизотермической задачи в случае достаточно быстрого вращения цилиндра в относительной полярной системе координат O,η,φ в приближениях типа пограничного слоя из уравнений движения вязкой жидкости, энергии, неразрывности и условий на свободной поверхности получена система с граничными и начальными условиями. В уравнении энергии учтены конвективные составляющие и диссипативные члены. Система обезразме-рена по радиусу цилиндра R_0, скорости $\omega_0 R_0$. В качестве безразмерной температуры используется величина $T = (T_p - T_c)/T_c$, где T_p – размерная температура жидкости, T_c – температура окружающей среды. Система имеет вид

$$p_\eta = (\omega + 1)^2\eta; \tag{1}$$

$$\omega_\tau + \nu\omega_\eta + \omega\omega_\varphi + 2\eta^{-1}\nu(\omega + 1) = -\eta^{-2}p_\varphi + k(T)\mathrm{Re}_0^{-1}\left(\omega_{\eta\eta} + 3\eta^{-1}\omega_\eta\right) + \\ + (dk/dT)\,\mathrm{Re}_0^{-1}T_\eta\omega_\eta - \eta^{-1}\mathrm{Fr}^{-1}\cos(\varphi + \tau); \tag{2}$$

$$T_\tau + \nu T_\eta + \omega T_\varphi = \mathrm{Pe}^{-1}\left(T_{\eta\eta} + \eta^{-1}T_\eta\right) + 2k(T)\mathrm{Re}_0^{-1}\mathrm{Eck}\,\eta^2\omega_\eta^2; \tag{3}$$

$$(\eta\nu)_\eta + (\eta\omega)_\varphi = 0; \tag{4}$$

$$\eta = h(\varphi,\tau), \quad h_\tau + \omega h_\varphi = \nu; \tag{5}$$

$$\eta = 1, \quad \nu = 0, \quad \omega = 0; \quad \eta = h(\varphi,\tau), \quad \omega_\eta = 0; \tag{6}$$

$$\eta = h(\varphi,\tau), \quad \mathrm{We}^{-1}(h^{-1} - h^{-2}h_{\varphi\varphi}) = p - p_a; \tag{7}$$

$$\eta = 1, \quad -T_\eta = \mathrm{Nu}_1 T; \quad \eta = h(\varphi,\tau), \quad T_\eta = \mathrm{Nu}_2 T; \tag{8}$$

$$\tau = 0, \quad h = h_0(\varphi), \nu = \nu_0(\eta,\varphi), \ \omega = \omega_0(\eta,\varphi), T = T_0(\eta,\varphi). \tag{9}$$

Уравнения (1)–(9) содержат следующие безразмерные параметры: начальное число Рейнольдса, числа Фруда, Вебера, отношение вязкостей, числа Пекле, Эккерта и два числа Нуссельта соответстственно:

$$\mathrm{Re}_0 = \mathrm{R}_0^2\omega_0\nu_0^{-1}, \qquad Fr = R_0\omega_0^2 g^{-1}, \qquad \mathrm{We} = \rho R_0^3\omega_0^2\sigma^{-1},$$
$$k(T) = \mu(T)\mu_0^{-1}, \ \mathrm{Pe} = \rho c R_0^2\omega_0\lambda^{-1}, \ \mathrm{Eck} = R_0^2\omega_0^2(cT_c)^{-1}, \tag{10}$$
$$\mathrm{Nu}_1 = \alpha_1 R_0\lambda^{-1}, \qquad \mathrm{Nu}_2 = \alpha_2 R_0\lambda^{-1}.$$

Условия теплообмена на поверхности цилиндра и жидкости, а также жидкости и внешней воздушной среды определяются эмпирическими формулами, полученными в [8].

Разработан метод решения задачи (1)–(9). На первом этапе применяется прямой метод Капицы–Шкадова [9]. В отличие от известных работ исследование применения данного метода в гидродинамической задаче с переменным температурным полем является новым подходом к ее решению.

Далее предложен численно-аналитический метод решения, в ходе которого представлена система дифференциальных уравнений в частных производных для определения эволюции свободной поверхности плоского слоя в поле центробежных сил с учетом изменяющегося температурного поля в жидкости. Полученная система позволяет исследовать движение слоев любой толщины при произвольных числах Рейнольдса. Даны сравнения с проведенными экспериментами по формам поверхности слоя. Результаты некоторых опытов показаны на рис. 1 и 2.

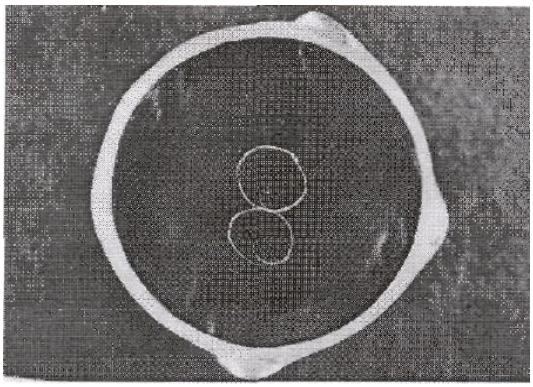


Рис. 1. Возмущения слоя глицерина на цилиндре при Ω =180 об/мин и R_0 = 2.5 см

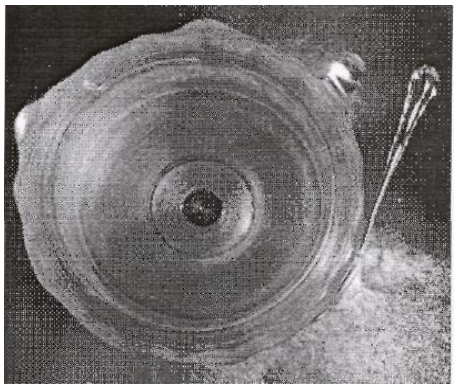


Рис. 2. Выброс масла ПФМС-4 с поверхности вращающегося цилиндра при Ω = 100 об/мин и R_0 = 3.5 см

На рис. 3 показаны результаты сравнений решений неизотермической задачи и изотермической при температуре 323 К в момент τ = 2,5 со следующими параметрами: δ_0 = 0.1, Re = 17.7, Fr = 2.5; We = 279.07, Eck = 0.000000088, Pe = 32274.6, Nu_1 = 8.13, Nu_2 = 25.11, T_0 = 0.1024. В случае решения неизотермической задачи слой остывает, вязкость жидкости увеличивается, и возмущения на цилиндре растут медленнее. Найдена зависимость времени распада слоя на цилиндре от чисел Re и We. Выделены области значений параметров Re и We, при которых возможно покрытие внешней цилиндрической поверхности слоем, близким к постоянной толщине. Учет инерционных членов уравнений движения позволяет проследить за развитием нелинейных возмущений слоя на внешней поверхности цилиндра при Re >> 1 вследствие гидродинамической неустойчивости Тейлора, что актуально в процессах производства минеральной ваты.

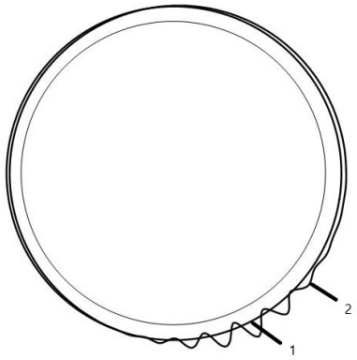


Рис. 3. Сравнение видов свободной поверхности слоя при вращении против часовой стрелки: 1 – неизотермическая задача, 2 – изотермическая

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект Ф18Р-225), ГПНИ Республики Беларусь «Энергетические системы, процессы и технологии» (задание № 2.86) и РФФИ (проект 18-01-00762).

Обозначения

$\omega = w/\eta - 1$ – отклонение угловой скорости вращения слоя от её значения в случае вращения цилиндра и жидкости как единого целого, v – радиальная компонента скорости, p – давление в слое, $\eta = h(\varphi,\tau)$ – неизвестная свободная поверхность, σ – постоянный коэффициент поверхностного натяжения жидкости, g – ускорение свободного падения, c – удельная теплоёмкость, λ – коэффициент теплопроводности жидкости, α_1, α_2 – коэффициенты теплоотдачи, v_0 – начальный коэффициент кинематической вязкости жидкости при температуре среды $T = T_c$, $\mu(T)$ – динамическая вязкость жидкости, аппроксимируемая полиномом по табличным значениям.

Литература

1. Moffat H. K. Behavior of a viscous film on the outer surface of rotatin cylinder // J. de Mehanique. 1977. Vol. 16, No. 8. P. 651–673.
2. Пухначев В. В. Движение жидкой пленки на поверхности вращающегося цилиндра в поле тяжести // ПМТФ. 1977. № 3. С. 78–88.
3. Hansen E. B., Kelmanson M. A. Steady, viscous, free-surface flow on a rotating cylinder // J. of Fluid Mechanics. 1994. Vol. 272. P. 91–107.
4. Епихин В. Е., Конон П. Н., Шкадов В. Я. О возмущенном движении слоя вязкой жидкости на поверхности вращающегося цилиндра // ИФЖ. 1994. Т. 66, № 6. С. 689–694.
5. Конон П. Н., Жук А. В. Напряжения на внешней и внутренней поверхности вращающейся цилиндрической оболочки, частично заполненной жидкостью // Механика машин, механизмов и материалов. 2013. № 4. С. 32–37.
6. Evans P. L., Schwartz L. W., Roy R. V. Three-dimensional solutions for coating flow on a rotating horizontal cylinder: theory and experiment // Physics of Fluids. 2005. Vol. 17. P. 85–96.
7. Конон П. Н., Кулаго А. Е., Докукова Н. А. Экспериментальные и теоретические исследования механизма образования металлических и минеральных волокон // VI междунар. симпозиум по трибофатике. Минск, 2010. С. 333–335.
8. Лыков А. В. Тепломассобмен. М.: Энергия, 1978. – 480 с.
9. Шкадов В. Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 1. С. 43–48.
10. Конон П. Н., Шкадов В. Я., Жук А. В. Влияние температурного поля на возмущенное движение вязкого жидкого слоя на поверхности горизонтального вращающегося цилиндра // Модели и методы аэродинамики. Матер. Восемнадцатой междунар. школы-семинара. М.: ЦАГИ, 2018. С. 88–89.
11. Konon P. N., Shkadov V. Y., Zhuk A. V. Non-isothermal motion of viscous fluid layer on outer surface of horizontal rotating cylinder // J. of Physics: Conference Series. July 2019.

УДК 536.2

ИССЛЕДОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА В МНОГОСЛОЙНЫХ ДЫМОВЫХ ТРУБАХ

П. Н. Конон[1], М. А. Поддубная[2], В. К. Ахметов[3]

[1]*Белорусский государственный университет, г. Минск*
[2]*Полоцкий государственный университет, г. Полоцк, Республика Беларусь*
[3]*Национальный исследовательский Московский государственный строительный университет, г. Москва, Россия*

Многие страны находятся в таком климатическом регионе, где различия в потреблении энергии в зимний и летний периоды существенны. Поэтому создание надежных энергетических аппаратов, в том числе дымовых труб ТЭС и ГРЭС, в условиях частых пусков и остановок котельного оборудования является важной задачей. При таких существенно переменных эксплуатационных режимах необходимо рассматривать нестационарные условия тепло- и массообмена, учитывающие перенос влаги в конструкциях в виде жидкости и пара и интенсивные фазовые превращения как на поверхности конструкций, так и в поровой структуре

материала футеровки и ствола труб [1, 2]. Многократные циклы нагрев–выдержка–охлаждение оказывают наиболее существенное влияние на параметры напряженно-деформированного состояния конструкции [3].

Сжигание природного топлива в современных тепловых электростанциях с образованием дымовых газов сопровождается вредным воздействием на окружающую среду и потенциальной возможностью выпадения кислотных дождей. В работе [4] разработана математическая модель и эффективный численный метод решения задачи процесса смешения дымовых газов с потоком окружающего теплого воздуха при движении по газоотводящему каналу. Рассчитаны поля течений, распределения температур и концентраций при различных условиях на входе в канал. Изучено влияние закрутки потока на характер течения.

Проведенные количественные оценки интенсивности тепло- и массообменных процессов в трубах в нестационарном режиме при подъеме температуры дымовых газов позволили заключить, что перепад температур и концентрации пара в потоке дымовых газов по высоте трубы незначительный; градиент температур в стволе трубы по высоте на два-три порядка ниже, чем по толщине конструкции, и им можно пренебречь; поток влаги через внутреннюю поверхность футеровки обычно не превышает интенсивности конденсации на этой поверхности. С учетом этого построена модель совместного тепло- и массопереноса с переменными теплофизическими характеристиками с учетом конденсации на внутренней поверхности трубы и диффузного проникновения влаги вглубь футеровочного слоя с последующей сушкой увлажненного материала футеровки на основе теории углубления фронта фазового превращения свободной влаги. Эта теория развита в статье [5].

Исследована задача определения нестационарных температурных полей в трубе многослойной конструкции в период пуска, устойчивой работы и остановки. Определены наиболее опасные зоны с большим градиентом температур и время возвращения дымовой трубы на установившийся режим работы. Численные расчеты проведены методом конечных разностей с использованием консервативных разностных схем с последующим применением метода прогонки [6].

Аналитическим методом найдено точное решение в случае симметрично нагреваемой однослойной цилиндрической трубы, внутренняя поверхность которой разогревается с растущей по времени температурой в виде полинома.

Приведем результаты расчетов одного из сечений четырехслойной трубы Ярославской ГРЭС высотой 120 м и диаметром 9.6 м, работающей в пульсирующем тепловом режиме: подъем температуры дымовых газов $T_г$ от –20 до 160 °С с постоянной скоростью 10 °С/ч, выдержка до стационарного режима при $T_г$ = 160 °С, охлаждение от 160 до –20 °С линейно со скоростью 10 °С/ч, дальнейшее охлаждение трубы при $T_г$ = –20 °С. Четыре слоя трубы – это футеровка, два слоя изоляции и железобетонный ствол.

На рис. 1–3 показаны зависимости температуры T от поперечной координаты x по толщине многослойной трубы в периоды пуска, устойчивой работы и ее остановки. Численный анализ температурных полей четырехслойных труб при указанных режимах работы позволил заключить, что наличие теплоизоляции резко снижает температуру в железобетонном стволе. Максимальный перепад температуры в нем в течение всего рассматриваемого цикла составляет не более 18 °С.

Наибольший перепад в футеровке наблюдается при росте температуры дымовых газов и в данном случае равен 96 °С, что существенно превышает рекомендуемое значение в 80 °С [7]. При выходе на стационарный режим работы перепад составляет 24 °С, а в период остановки его максимальное значение равно 81 °С. Можно сделать вывод, что только в периоды пуска или остановки дымовой трубы могут возникнуть условия, нарушающие на некоторое время рекомендуемый режим эксплуатации. В целом же наличие многослойности оказывает положительное влияние на надежность труб в эксплуатации.

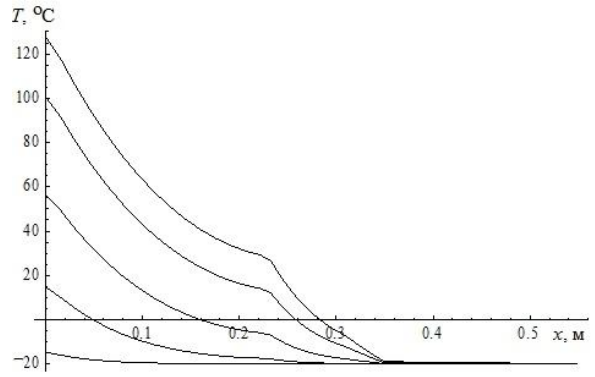


Рис. 1. Температурное поле многослойной трубы в моменты времени t = 1, 5, 10, 15, 18 ч, с начала подъема температуры дымовых газов

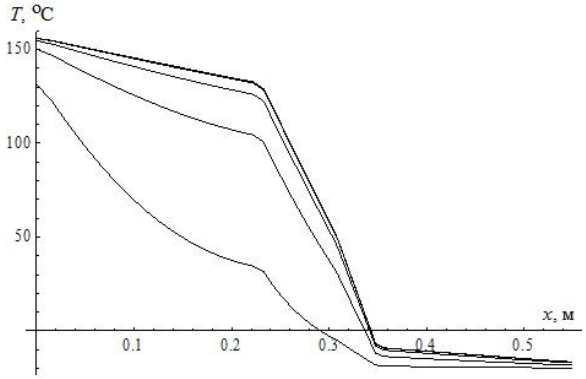


Рис. 2. Температурное поле многослойной трубы в моменты времени (снизу вверх) t = 1, 20, 40, 60 ч с начала выдержки температуры дымовых газов до стационарного режима

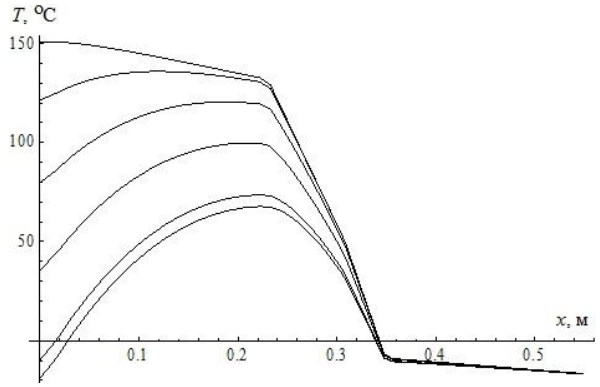


Рис. 3. Температурное поле многослойной трубы в моменты времени (сверху вниз) t = 1, 5, 10, 15, 20, 21 ч с начала охлаждения температуры дымовых газов

Разработана приближенная модель оценки толщины пленки конденсата при нестационарном тепло- и массообмене. Считая, что толщина пленки на неподвижной поверхности образуется вследствие конденсации, и что поток жидкости через пористый футеровочный слой невелик, оценено значение максимальной толщины пленки конденсата. Вычисления показывают, что толщина слоя конденсата $h_{\max}$ при скорости подъема температуры газов 30 °С/ч не превышает 2 мм, а при более длительной конденсации при 10 °С/ч составляет 4 мм, что согласуется с выводами С. С. Кутателадзе [8]. Эти результаты могут быть использованы для определения общего количества выпавшего конденсата.

Результаты работы по нестационарному расчету тепло- и массообмена могут быть использованы проектными организациями при совершенствовании конструкций и выбору режимов эксплуатации высотных дымовых труб.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКПНИ Республики Беларусь «Энергобезопасность, энергоэффективность и энергосбережение, атомная энергетика – 2.1.10».

Литература

1. Конон П. Н., Поддубная М. А. Моделирование нестационарных процессов тепло- и массообмена в многослойных дымовых трубах в условиях фазовых переходов // Междунар. науч.-техн. сб. «Теоретическая и прикладная механика». 2013. Вып. 29. С. 244–250.

2. Конон П. Н. Исследования нестационарных процессов тепло- и массопереноса в двухслойных дымовых трубах // Междунар. науч.-техн. сб. «Теоретическая и прикладная механика». 2013. Вып. 28. С. 188–194.

3. Матвеев Ю. В., Конон П. Н. Комплекс программ для расчета температурно-влажностных полей и напряженно-деформированного состояния дымовых труб с монолитной фу-

теровкой при осесимметричных температурных и силовых воздействиях. // Сб. тр. ВНИПИ Теплопроект. М., 1985. С. 58–65.

4. Akhmetov V. K., Shkadov V. Ya., Konon P. N. Aerodynamics of building structures for flue gas removal // Magazine of Civil Engineering. 2018. Vol. 81(5). P. 81–92.

5. Петров-Денисов В. Г. К теории углубления фронта фазового перехода свободной влаги и образования избыточного давления при нагреве влажностных тел // Химическая промышленность. 1979. № 6.

6. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука. 1977. – 740 с.

7. Заседателев И. Б., Дужих Ф. П., Славгородская Л. А. Инструкция по теплоаэродинамическому расчету дымовых железобетонных труб с противодавлением в зазоре между стволом и футеровкой. М.: Центральное бюро научно-технической информации, 1979. – 66 с.

8. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. – 659 с.

УДК 536.2:62-567.5

ИНЖЕНЕРНЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЕФОРМИРУЮЩЕЙСЯ ВЫСОКОЭЛАСТИЧНОЙ ПЛАСТИНЫ

В. С. Корнеев, С. А. Корнеев, В. В. Шалай

Омский государственный технический университет, г. Омск, Россия

В системах виброзащиты и виброизоляции разнообразных технических объектов широкое применение нашли пневматические элементы с резинокордными оболочками, которые обладают рядом неоспоримых преимуществ. Отличительной особенностью рабочих процессов, протекающих в пневматическом элементе, является существенная зависимость высоты пневмоэлемента, температуры и давления рабочей среды (воздуха) от времени. В случае пневматической подвески автотранспортного средства закон изменения указанных параметров определяется в основном неровностью дороги и поэтому, как правило, наперёд неизвестен. Главные деформации срединной поверхности резинокордной оболочки могут достигать больших значений (до 30%), что приводит к ощутимому изменению толщины стенки (до 41%) из-за несжимаемости резинокордного композита.

В технических приложениях наибольший практический интерес представляют достоверные данные о количестве теплоты, подводимой в единицу времени к рабочей среде, и максимальном значении температуры в стенке резинокордной оболочки, которое не должно превышать порога 80–120 °С в зависимости от марки используемой резины. Необходимость в указанных данных в значительной степени возрастает в случае применения пневматических элементов (при подключении вспомогательного резервуара через клапанное устройство) в качестве пневматических амортизаторов воздушного демпфирования, когда диссипация энергии колебаний приводит к повышению температуры рабочей среды.

В связи с этим актуальной является одномерная задача нестационарной теплопроводности плоской стенки (пластины) в следующей постановке:

$$\frac{\partial\theta(t,\zeta)}{\partial t}+w(t,\xi)\frac{\partial\theta(t,\zeta)}{\partial\zeta}=a_\theta\frac{\partial^2\theta(t,\zeta)}{\partial\zeta^2}+\frac{q_V(t)}{c_\varepsilon};\qquad(1)$$

$$-\lambda\frac{\partial\theta(t,\zeta)}{\partial\zeta}=\alpha_{+}\left[\theta(t,\zeta)-T_{+}(t)\right],\quad \zeta=+h(t); \tag{2}$$

$$-\lambda\frac{\partial\theta(t,\zeta)}{\partial\zeta}=\alpha_{-}\left[T_{-}(t)-\theta(t,\zeta)\right],\quad \zeta=-h(t); \tag{3}$$

$$\theta(t=0,\zeta)=T_0. \tag{4}$$

Применимость классического уравнения теплопроводности (1) к высокоэластичным материалам при больших деформациях обоснована в [1].

Чтобы получить приближённое решение нестационарной краевой задачи (1)–(4), воспользуемся интегральным методом теплового баланса (Heat Balance Integral Method – HBIM), детально изложенного в основополагающих работах Вейника [2] и Гудмена [3, 4]. При стандартной реализации HBIM (без привлечения понятия фронта температурного возмущения) распределение температуры описывается квадратичным полиномом

$$\theta(t,\xi)=a_0(t)+a_1(t)\zeta+a_2(t)\zeta^2. \tag{5}$$

Коэффициенты a_1, a_2 устанавливаются из граничных условий (2), (3):

$$a_1=\frac{\Lambda\mathrm{Bi}_{+}\left(2+\Lambda\mathrm{Bi}_{-}\right)\left(T_{+}-a_0\right)-\Lambda\mathrm{Bi}_{-}\left(2+\Lambda\mathrm{Bi}_0^{+}\right)\left(T_{-}-a_0\right)}{\Lambda h_0\left[\left(2+\Lambda\mathrm{Bi}_{+}\right)\left(1+\Lambda\mathrm{Bi}_{-}\right)+\left(2+\Lambda\mathrm{Bi}_{-}\right)\left(1+\Lambda\mathrm{Bi}_{+}\right)\right]}, \tag{6}$$

$$a_2=\frac{\Lambda\mathrm{Bi}_{+}\left(1+\Lambda\mathrm{Bi}_{-}\right)\left(T_{+}-a_0\right)+\Lambda\mathrm{Bi}_{-}\left(1+\Lambda\mathrm{Bi}_{+}\right)\left(T_{-}-a_0\right)}{\Lambda^2h_0^2\left[\left(2+\Lambda\mathrm{Bi}_{+}\right)\left(1+\Lambda\mathrm{Bi}_{-}\right)+\left(2+\Lambda\mathrm{Bi}_{-}\right)\left(1+\Lambda\mathrm{Bi}_{+}\right)\right]}. \tag{7}$$

После этого определяется коэффициент a_0. Из интеграла теплового баланса

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{1}{\Lambda(t)}\int_{-h(t)}^{h(t)}\rho c_{\varepsilon}\theta(t,\zeta)\,\mathrm{d}\zeta\right]=\frac{\lambda}{\Lambda(t)}\left[\frac{\partial\theta\left(t,\zeta=h(t)\right)}{\partial\zeta}-\frac{\partial\theta\left(t,\zeta=-h(t)\right)}{\partial\zeta}\right]+\frac{2\rho h(t)q_V(t)}{\Lambda(t)}$$

подстановкой (5) и учётом (6), (7) получается следующее обыкновенное дифференциальное уравнение с начальным условием, соответствующим (4):

$$\dot{a}_0=\frac{\left(\dot{\mathrm{F}}\mathrm{o}C-\dot{\Lambda}B'\right)a_0+\left(\dot{\mathrm{F}}\mathrm{o}c_{+}-\dot{\Lambda}b_{+}'\right)T_{+}-\left(\dot{\mathrm{F}}\mathrm{o}c_{-}-\dot{\Lambda}b_{-}'\right)T_{-}-b_{+}\dot{T}_{+}+b_{-}\dot{T}_{-}+2q_V/c_{\varepsilon}}{B}, \tag{8}$$

$$a_0(0)=T_0. \tag{9}$$

Здесь

$$B(\Lambda)=\frac{8\left(3+2\Lambda\mathrm{Bi}_{+}+2\Lambda\mathrm{Bi}_{-}+\Lambda^2\mathrm{Bi}_{+}\mathrm{Bi}_{-}\right)}{3\left(4+3\Lambda\mathrm{Bi}_{+}+3\Lambda\mathrm{Bi}_{-}+2\Lambda^2\mathrm{Bi}_{+}\mathrm{Bi}_{-}\right)},\quad C(\Lambda)=-\frac{4\left(\mathrm{Bi}_{+}+\mathrm{Bi}_{-}+2\Lambda\mathrm{Bi}_{+}\mathrm{Bi}_{-}\right)}{\Lambda\left(4+3\Lambda\mathrm{Bi}_{+}+3\Lambda\mathrm{Bi}_{-}+2\Lambda^2\mathrm{Bi}_{+}\mathrm{Bi}_{-}\right)},$$

$$b_{+}(\Lambda)=\frac{2\Lambda\mathrm{Bi}_{+}\left(1+\Lambda\mathrm{Bi}_{-}\right)}{3\left(4+3\Lambda\mathrm{Bi}_{+}+3\Lambda\mathrm{Bi}_{-}+2\Lambda^2\mathrm{Bi}_{+}\mathrm{Bi}_{-}\right)},\quad b_{-}(\Lambda)=-\frac{2\Lambda\mathrm{Bi}_{-}\left(1+\Lambda\mathrm{Bi}_{+}\right)}{3\left(4+3\Lambda\mathrm{Bi}_{+}+3\Lambda\mathrm{Bi}_{-}+2\Lambda^2\mathrm{Bi}_{+}\mathrm{Bi}_{-}\right)},$$

$$c_+(\Lambda)=\frac{4\mathrm{Bi}_+(1+\Lambda\mathrm{Bi}_-)}{\Lambda\left(4+3\Lambda\mathrm{Bi}_++3\Lambda\mathrm{Bi}_-+2\Lambda^2\mathrm{Bi}_+\mathrm{Bi}_-\right)},\quad c_-(\Lambda)=-\frac{4\mathrm{Bi}_-(1+\Lambda\mathrm{Bi}_+)}{\Lambda\left(4+3\Lambda\mathrm{Bi}_++3\Lambda\mathrm{Bi}_-+2\Lambda^2\mathrm{Bi}_+\mathrm{Bi}_-\right)}.$$

Для оценки точности полученного приближённого решения (5)–(9) наибольший практический интерес (для технической теории пневматических элементов) представляет точное решение нестационарной задачи (1)–(4), полученное в [5] для случая симметричных и гармонически изменяющихся (во времени) граничных условий, когда

$$T_+(t)=T_-(t)=T(t)=T_0+\Delta T\sin(\omega t),\ \ \alpha_+=\alpha_-=\alpha,\ \ \mathrm{Bi}_+=\mathrm{Bi}_-=\mathrm{Bi}. \qquad (10)$$

Исходные данные: материал – резина, h = 2 мм, ρ = 1100 кг/м^3, c_ε = 1900 Дж/(кг·К), λ = 0.12 (Вт/м·К), α = 10 Вт/(м^2·К), Bi = 0.167, Fo$^\bullet$ = 0.014 с$^{-1}$, f = 1 Гц, T_0 = 50 °С, ΔT = 30 °С. Благодаря линейности тестовой задачи относительные значения избыточной температуры $(\theta–T_0)/\Delta T$ и теплового потока $q_\zeta/\Delta T$ не зависят от величин ΔT, T_0.

Результаты расчета приведены для момента времени, когда температура сред (10) максимальна и произошёл один полный цикл колебаний (рис. 1). С позиций математической теории теплопроводности полученное приближённое решение обладает недостаточной точностью. Однако если ориентироваться на потребности технической теории пневматических элементов, то тогда достаточно ограничиться анализом точности расчёта следующих двух величин: теплового потока на стенках пластины и максимального значения температуры во внутренних точках пластины.

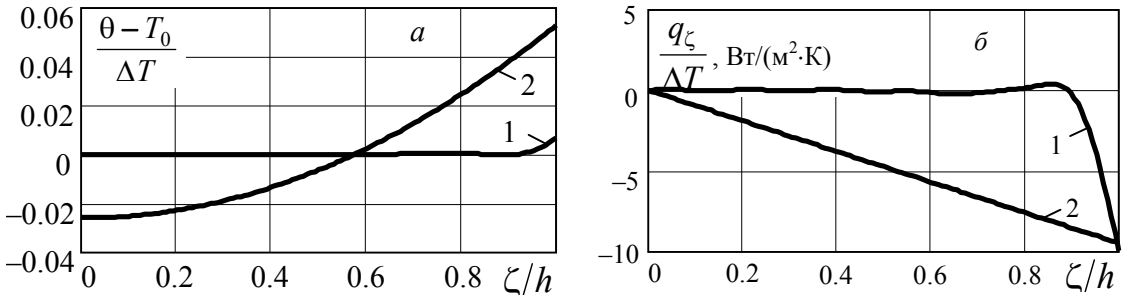


Рис. 1. Профили распределения температуры (*а*) и теплового потока (*б*) по толщине резиновой пластины в момент времени, когда температура сред (10) максимальна (Fo = 0.018): 1 – точный; 2 – приближённый

На рис. 2 представлены результаты расчёта изменений во времени температуры и теплового потока на границе резиновой пластины при малых и больших числах Фурье. Приближённое решение на всём своём протяжении имеет погрешность $4.6\cdot10^{-2}$ для относительной избыточной температуры (рис. 2, *а*) и погрешность 0.488 Вт/(м^2·К) для относительного теплового потока (рис. 2, *б*), что составляет 4.9% для амплитудных значений теплового потока, в которых наблюдается наибольшее расхождение с точным решением. Для полноты общей картины надо отметить, что для стальной пластины (при прочих равных условиях) приближённое решение имеет на два порядка большую точность.

Важным является также вопрос, как сильно влияет частота колебаний на точность определения температуры и теплового потока в характерных точках резиновой пластины. Согласно рис. 3 интересующие погрешности с ростом частоты быстро возрастают от нуля, а затем выходят на постоянный уровень, близкий к $5.02\cdot10^{-2}$ и $2.65\cdot10^{-2}$ для относительной избыточной температуры на границе (рис. 3, *а*) и посредине (рис. 3, *б*) пластины соответственно, а для относительного теплового потока на границе пластины (рис. 3, *в*) – 0.502 Вт/(м^2·К). При этом, как и следовало ожидать, для малых чисел Фурье погрешность приближённого реше-

ния немного выше, чем для больших чисел Фурье (рис. 3). С ростом частоты указанные погрешности сближаются друг с другом.

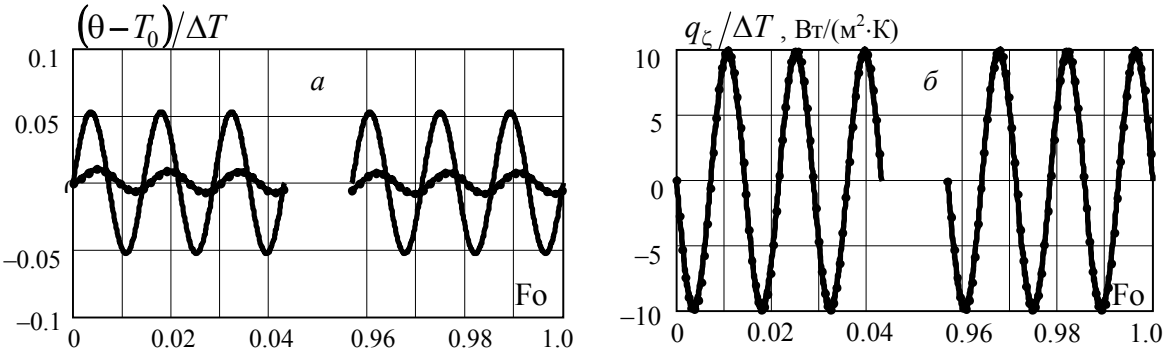


Рис. 2. Изменение температуры (*а*) и теплового потока (*б*) на стенке резиновой пластины по точному (сплошная линия с точками) и приближённому решениям при малых и больших числах Фурье

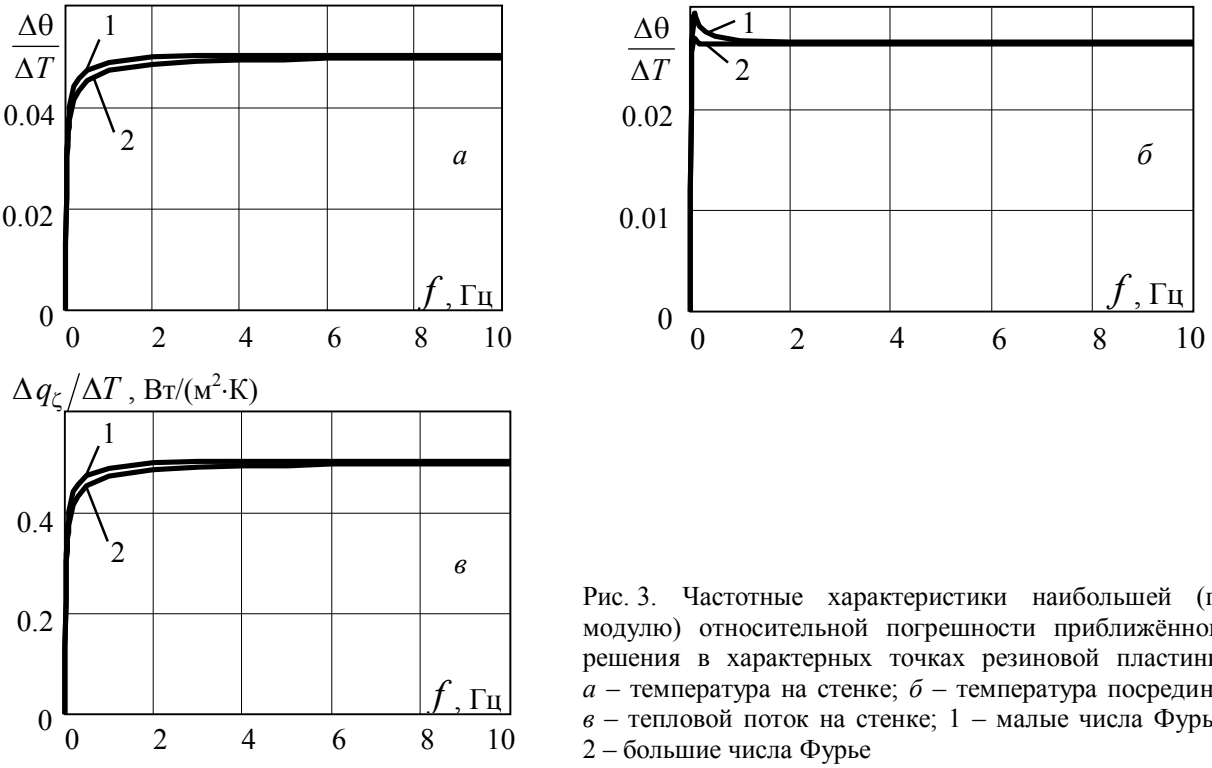


Рис. 3. Частотные характеристики наибольшей (по модулю) относительной погрешности приближённого решения в характерных точках резиновой пластины: *а* – температура на стенке; *б* – температура посредине; *в* – тепловой поток на стенке; 1 – малые числа Фурье; 2 – большие числа Фурье

Таким образом, на каждые 10 градусов амплитуды колебаний ΔT абсолютная погрешность определения температуры в характерных точках составляет менее 0.5 градуса. На границе стенки для амплитудных значений теплового потока, в которых наблюдается наибольшее расхождение с точным решением, относительная погрешность, независящая от амплитуды ΔT, меньше 5%. Поэтому точности приближённого решения вполне достаточно для инженерных расчётов тепловых процессов, протекающих в пневматических элементах.

Обозначения

θ – температура точек пластины, К; q_ζ – тепловой поток в точках пластины, Вт/м^2; t – время, с; ζ – нормальная координата, м; $a_\theta = \lambda/(\rho c_\varepsilon)$ – коэффициент температуропроводности, м^2/с; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); c_ε – удельная теплоёмкость, Дж/кг; ρ –

плотность, кг/м^3; $h(t)$, $h_0 = h(t = 0)$ – полутолщина пластины, м; $\Lambda(t) = h(t)/h_0$ – кратность изменения полутолщины; $w(t,\zeta) = \zeta\Lambda^{\bullet}(t)/\Lambda(t)$ – скорость (в условиях однородной деформации несжимаемого материала), м/с; q_V – мощность внутренних источников теплоты, Вт/кг; $T_+(t)$, $T_-(t)$ – температура сред, К; T_0 – равновесная температура, К; α_+, α_- – коэффициенты теплоотдачи сред, Вт/(м$^2\cdot$К); $\mathrm{Bi}_+ = \alpha_+ h_0/\lambda$, $\mathrm{Bi}_- = \alpha_- h_0/\lambda$ – числа Био; $\mathrm{Fo}=\lambda t/(\rho c_\varepsilon h_0^2)$ – число Фурье; $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота, с$^{-1}$; f – частота, Гц; ΔT – амплитуда колебаний, К; $(\cdot)^{\bullet}$ – производная по времени; $(\cdot)'$ – производная по Λ.

Литература

1. Корнеев В. С., Корнеев С. А., Шалай В. В. К вопросу применимости классического уравнения теплопроводности к высокоэластичным материалам при больших деформациях // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11, № 2. С. 79–85.

2. Вейник А. И. Приближенный расчет процессов теплопроводности. М.-Л.: ГЭИ, 1959. – 184 с.

3. Goodman T. R. Heat balance integral and its application to problems involving a change of phase // Trans. ASME J. Heat Transfer. 1958. Vol. 80, No. 2. P. 335–342.

4. Goodman T. R. Application of integral methods to transient nonlinear heat transfer // Adv. Heat Transfer. 1964. Vol. 1. P. 51–122.

5. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высш. школа, 1967. – 599 с.

УДК 514.7; 517.9; 519.6; 532.5; 533.6; 621.6; 629.7

ОБОБЩЕННЫЙ МЕТОД ГРАНИЧНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В КРАЕВЫХ ЗАДАЧАХ ДИНАМИКИ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Ю. А. Крашаница

Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского, г. Харьков, Украина
u.krashanitsa@khai.edu

В настоящее время для решения актуальных задач аэрогидродинамики широко применяются различные численные методы [1]. Их общими недостатками являются частность и трудоемкость решений, высокие требования к вычислительным ресурсам и, как следствие, сложность решения задач оптимизации и экономической целесообразности. Кроме того, до настоящего времени не решены вопросы существования и единственности решений нелинейных краевых задач механики сплошных сред. Теоремы существования и единственности решений этих задач исследовались многими авторами, среди которых необходимо выделить работы М. В. Келдыша и Ф. И. Франкля, а также Р. С. Финна и Д. Гилбарга, М. Шифмана и в достаточно полной мере представлены в работе [2]. Существующие методики расчетов аэродинамических характеристик, основанные на идеологии математической модели движения идеальной среды без вязкого взаимодействия, не соответствуют реальным процессам и запросам практики. В настоящее время наиболее перспективной представляется интегрированная компьютерная технология, основанная на методе граничных интегральных уравнений. Этот метод позволяет сводить краевые задачи аэрогидродинамики на многообразия меньшей размерности и непосредственно определять распределенные аэрогидродинамические харак-

теристики летательных аппаратов и их частей в широком диапазоне изменения параметров подобия.

В работе представлены результаты развития нового общего направления численно-аналитического решения широкого класса нелинейных задач механики вязкого газа на базе обобщенного аппарата векторно-тензорного анализа [3]. Впервые доказано существование векторного потенциала $\mathbf{\Psi}$ тензора напряжений и скоростей деформаций закона сохранения импульса, изучены его свойства и обоснована необходимость применения при построении интегральных представлений решений. Показано, что для математической модели динамики вязкого газа, записанной в стандартных терминах, в виде консервативных форм законов сохранения:

– массы $(\nabla, \rho\mathbf{V}) = 0\,,$ (1)

– завихренности $(\nabla, \mathbf{\Omega}) = 0\,,$ (2)

– импульса $(\nabla, \mathbf{\Pi}) = 0\,,$ (3)

– энергии $(\nabla, \mathbf{E}) = 0\,,$ (4)

где тензор напряжений и скоростей деформаций имеет вид

$$\mathbf{\Pi} = \rho\mathbf{V}\mathbf{V} + \mathbf{I}\left(p - \frac{2}{3}\frac{\mu}{\mathrm{Re}}(\nabla, \mathbf{V}) \right) - 2\frac{\mu}{\mathrm{Re}}\nabla^{*}\mathbf{V} + \frac{\mu}{\mathrm{Re}}[\mathbf{I}, \mathbf{\Omega}] = [\nabla, [\mathbf{I}, \mathbf{\Psi}]] = \nabla^{*}\mathbf{\Psi} - \mathbf{I}(\nabla, \mathbf{\Psi}), \quad (5)$$

а вектор потока энергии

$$\mathbf{E} = (E + p)\mathbf{V} + (\mathbf{V}, \mathbf{T}) \quad (6)$$

при выполнении естественных граничных условий на границе обтекаемого или движущегося тела (S) и на достаточно удаленной границе контрольного объема (Σ) (рис. 1):

$$\mathbf{V}\big|_{(S+\Sigma)} = \mathrm{U}^{(S+\Sigma)}(\mathrm{s}, \tau); \quad \mathrm{T}\big|_{(S+\Sigma)} = \mathrm{T}^{(S+\Sigma)}(\mathrm{s}, \tau); \quad \rho\big|_{(\Sigma)} = \rho_{\infty}; \quad \mathrm{p}\big|_{(\Sigma)} = \mathrm{p}_{\infty}. \quad (7)$$

Существуют единственные интегральные представления решений как кинематических, так и динамических характеристик газодинамических процессов, связанных с обтеканием произвольных несущих систем потоком вязкого газа в ограниченной контрольной области для $\mathbf{a} = \{\rho\mathbf{V}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Pi}, \mathbf{E}\}$:

$$\mathbf{a} = \iint\limits_{(S+\Sigma)} \left\{ \left(\left(\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial n} + [\mathbf{n}, [\nabla, \mathbf{a}]] \right), \mathbf{\Gamma} \right) - \left(\mathbf{a}, \left(\frac{\partial \mathbf{\Gamma}}{\partial n} + [\mathbf{n}, [\nabla, \mathbf{\Gamma}]] \right) \right) \right\} \rho dS; \quad (8)$$

$$\mathbf{\Psi}(\mathbf{x}) = \iint\limits_{(S+\Sigma)} \left\{ \left((\mathbf{n}(\mathbf{y}), \mathbf{\Pi}(\mathbf{y})), \mathbf{\Gamma}(|\mathbf{x} - \mathbf{y}|) \right) - \left(\mathbf{\Psi}(\mathbf{y}), \frac{\partial \mathbf{\Gamma}(|x - \mathbf{y}|)}{\partial n} \right) \right\} dS_y. \quad (9)$$

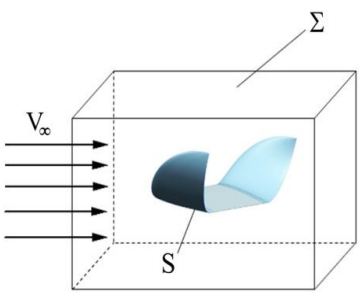


Рис. 1. Несущая система (S) в потоке вязкого газа внутри контрольного объема

Стоит отметить, что в рамках дифференциальных форм законов сохранения динамики жидкости и газа такие результаты относительно существования и единственности решений не достигнуты. Этот подход позволяет формализовать процесс построения интегральных представлений решений консервативных задач динамики вязкого газа при обеспечении эквивалентности соответствующей системы граничных интегральных уравнений исходным краевым задачам.

Существование и единственность решений системы граничных уравнений как предельной формы интегральных представлений решений (8), (9), эквивалентной краевой задаче обтекания несущих систем дозвуковым потоком вязкого газа (1)–(7), гарантируют построение сходящегося вычислительного процесса методом триангуляции несущих поверхностей (рис. 2) с последующим применением квадратурных формул с целью вычисления интегралов типа классических потенциалов простого и двойного слоев.

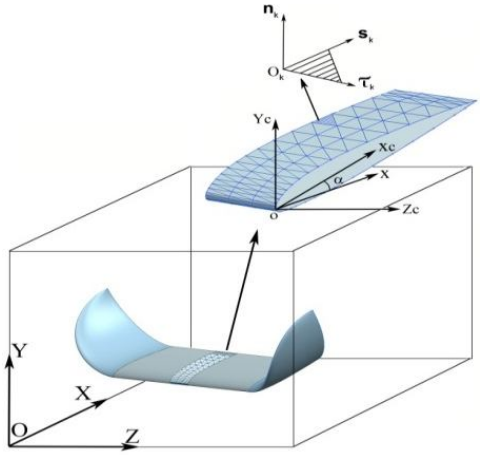


Рис. 2. Триангулированная поверхность несущего элемента

Численная реализация в рамках метода граничных интегральных уравнений приводит к по-лучению приближённых результатов исследования, но имеет преимущество перед другими существующими методами численного решения в плане повышения и регулирования точности результатов, уменьшения размерности задач при расширении номенклатуры плоских и пространственных геометрических конфигураций несущих систем.

Представлены результаты расчетов аэродинамических характеристик несущих систем как в пространственном, так и в плоском случаях обтекания.

Литература

1. Pletcher H. P., Tannehill J. C., Anderson D. E. Computational fluid mechanics and heat transfer. 3th Ed. CRC Press, 2013. – 753 p.

2. Galdi G. P. An Introduction to the Mathematical Theory of the Navier–Stokes Equations. New York; Dordrecht; Heidelberg; London: Springer, 2011. – 1018 p.

3. Крашаница Ю. А. Векторно-тензорный анализ, теория потенциала и метод граничных интегральных уравнений в начально-краевых задачах аэрогидродинамики. Киев: Наукова думка, 2016. – 225 с.

УДК 536.2 (075) 46

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЛОКАЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНОГО ВЗАИМОСВЯЗАННОГО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

И. В. Кудинов, А. В. Еремин, Е. В. Стефанюк

Самарский государственный технический университет, г. Самара, Россия

Известные классические модели процессов переноса (теплоты, массы, импульса и проч.) основаны на параболических уравнениях, полученных без учёта пространственно-временной нелокальности. Их вывод базируется на принципе локального термодинамического равновесия и гипотезе сплошной среды, согласно которым в любом малом элементе среды предполагается наличие локального равновесия, несмотря на наличие в системе в целом градиентов потенциалов исследуемых функций. Такое допущение можно принять лишь в случае, когда скорость нарушения равновесия, вызванного краевыми условиями, значительно меньше скорости релаксации системы к состоянию локального равновесия. В связи с чем, математические модели, в основу вывода которых заложен принцип локального термодинамического равновесия, описывают бесконечные скорости распространения исследуемых параметров. Причина в том, что феноменологические законы (Фурье, Фика, Гука, Ома и др.) устанавливают линейную зависимость движущих сил (градиентов искомых функций) и вызываемых ими потоков (тепла, массы, импульса и проч.), т. е. в этих законах не учитываются скорости и ускорения движущих сил и потоков. В связи с этим любое изменение движущих сил приводит к мгновенному изменению потоков и, следовательно, к бесконечной скорости распространения потенциалов исследуемых полей [1–3].

В настоящей работе с целью учёта пространственно-временной нелокальности для вывода дифференциальных уравнений взаимосвязанного тепломассопереноса используются модифицированные соотношения взаимности Онзагера, в которых движущие силы и вызываемые ими потоки разлагаются в ряд по степеням малых параметров коэффициентов релаксации. В этих соотношениях искомые функции оказываются зависимыми не только от движущих сил и потоков, но и от скоростей и ускорений их изменения во времени.

Экспериментально и теоретически было обнаружено, что, если несколько явлений переноса протекают одновременно, то при их наложении появляются новые эффекты: градиент концентрации вызывает перенос теплоты (эффект Дюфура); градиент температуры приводит к переносу вещества – к термодиффузии (эффект Соре). В аналитических выражениях эффекты наложения описываются соотношениями взаимности Онзагера, согласно которым поток I_i, вызванный действием сил X_k ($k=\overline{1,n}$), пропорционален этим силам. Например, при совместном протекании неизотермической диффузии и теплопроводности соотношения взаимности имеют вид [4, 5]

$$I_1 = L_{11}X_1 + L_{12}X_2, \tag{1}$$

$$I_2 = L_{21}X_1 + L_{22}X_2, \tag{2}$$

где I_1, I_2 – соответственно потоки массы и теплоты; X_1, X_2 – градиенты концентрации (grad$C$) и температуры (grad T); L_{11}, L_{22} – коэффициенты диффузии и теплопроводности; L_{12}, L_{21} – коэффициенты увлечения, определяющие связь между налагающими явлениями. И, в частности, L_{12} характеризует перенос вещества, связанный с градиентом температуры (коэффициент Соре), а L_{21} – перенос теплоты, вследствие градиента концентрации (коэффициент

Дюфура). Условие $L_{12} = L_{21}$ означает симметрию влияния градиента температуры на поток вещества и градиента концентрации на поток теплоты.

С целью учёта скоростей движущих сил и вызываемых ими потоков запишем соотношения (1), (2) в виде [1]

$$I_1 + \tau_1 I'_{1t} = L_{11}\left(X_1 + \tau_1 X'_{1t}\right) + L_{12}\left(X_2 + \tau_2 X'_{2t}\right), \tag{3}$$

$$I_2 + \tau_2 I'_{2t} = L_{21}\left(X_1 + \tau_1 X'_{1t}\right) + L_{22}\left(X_2 + \tau_2 X'_{2t}\right), \tag{4}$$

где τ_1, τ_2 – коэффициенты релаксации потоков и их движущих сил; t – время; X'_{1t}; X'_{2t}; I'_{1t}; I'_{2t} – производные по времени от движущих сил (X_1, X_2) и потоков (I_1, I_2).

Положим, что

$$X_1 = C'_x; \quad X_2 = T'_x; \quad I_1 = -\rho D C'_x; \quad I_2 = -\lambda T'_x, \tag{5}$$

где I_1 – диффузионный поток массы, кг/(м^2·с); I_2 – тепловой поток, Вт/м^2; $C'_x = \partial C / \partial x$, $T'_x = \partial T / \partial x$; ρ – плотность, кг/м^3; D – коэффициент диффузии, м^2/с; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); T – температура, К; C – относительная концентрация (безразмерная величина, кг/кг) – отношение количества внедрённого вещества к 1 кг исходного вещества ($0 \le C \le 1$).

Соотношения (3), (4) с учётом принятых обозначений:

$$I_1 = -\tau_1 I'_{1t} - \rho D\left(C'_x + \tau_1 C''_{xt}\right) - L_{12}\lambda\left(T'_x + \tau_2 T''_{xt}\right), \tag{6}$$

$$I_2 = -\tau_2 I'_{2t} - L_{21}\rho D\left(C'_x + \tau_1 C''_{xt}\right) + \lambda\left(T'_x + \tau_2 T''_{xt}\right), \tag{7}$$

где $C''_{xt} = \partial^2 C / (\partial x \partial t)$; $T''_{xt} = \partial^2 T / (\partial x \partial t)$; $L_{11} = \rho D$; $L_{22} = \lambda$.

Уравнения законов сохранения массы и теплоты имеют вид

$$\rho C'_t = -I'_{1x}; \qquad c\rho T'_t = -I'_{2x}; \tag{8}$$

где $C'_t = \partial C / \partial t$; $I'_{1x} = \partial I_1 / \partial x$; $T'_t = \partial T / \partial t$; $I'_{2x} = \partial I_2 / \partial x$; c – теплоёмкость, Дж/(кг·К).

Подставляя (6), (7) в (8), находим

$$\left.\begin{aligned} C'_t + \tau_1 C''_t &= D\left(C''_x + \tau_1 \partial(C''_x)/\partial t\right) + a_{12}\left(T''_x + \tau_2 \partial(T''_x)/\partial t\right), \\ T'_t + \tau_2 T''_t &= a_{21}\left(C''_x + \tau_1 \partial(C''_x)/\partial t\right) + a\left(T''_x + \tau_2 \partial(T''_x)/\partial t\right), \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

где $a_{12} = L_{12}\lambda/\rho$; $a_{21} = L_{21} D / c$.

Рассмотрим краевую задачу тепломассопереноса для бесконечной пластины при симметричных граничных условиях первого рода. Начальные и граничные условия при симметричном теплообмене и диффузии имеют вид

$$C(x,0) = C_0; \tag{10}$$

$$T(x,0) = T_0; \tag{11}$$

$$\frac{\partial C(x,0)}{\partial t}=0; \tag{12}$$

$$\frac{\partial T(x,0)}{\partial t}=0; \tag{13}$$

$$\frac{\partial C(0,t)}{\partial x}=0; \tag{14}$$

$$\frac{\partial T(0,t)}{\partial x}=0; \tag{15}$$

$$C(\delta,t)=C_1; \tag{16}$$

$$T(\delta,t)=T_1, \tag{17}$$

где C_0, T_0 – начальные концентрация и температура; C_1, T_1 – концентрация и температура на границе ($x = \delta$); δ – толщина пластины.

Обозначим: $\mathrm{Fo}=Dt/\delta^2$; $\xi=x/\delta$; $F_1=\tau_1 D/\delta^2$; $F_2=\tau_2 D/\delta^2$; $F_3=\tau_2 a/\delta^2$, где Fo – число Фурье; ξ – безразмерная координата; F_1, F_2, F_3 – безразмерные коэффициенты релаксации.

С учётом принятых обозначений задача (9)–(17) будет иметь вид

$$\frac{\partial C}{\partial \mathrm{Fo}}+F_1\frac{\partial^2 C}{\partial \mathrm{Fo}^2}=\frac{\partial^2 C}{\partial \xi^2}+F_1\frac{\partial^3 C}{\partial \xi^2\partial \mathrm{Fo}}+a_{12}^*\left(\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2}+F_2\frac{\partial^3 T}{\partial \xi^2\partial \mathrm{Fo}}\right); \tag{18}$$

$$\frac{\partial T}{\partial \mathrm{Fo}}+F_2\frac{\partial^2 T}{\partial \mathrm{Fo}^2}=a_{21}^*\left(\frac{\partial^2 C}{\partial \xi^2}+F_1\frac{\partial^3 C}{\partial \xi^2\partial \mathrm{Fo}}\right)+\frac{a}{D}\frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2}+F_3\frac{\partial^3 T}{\partial \xi^2\partial \mathrm{Fo}}; \tag{19}$$

$$(\mathrm{Fo}>0;\ 0<\xi<1;\ 0<C<1;\ T_1\le T\le T_0);$$

$$C(\xi,0)=C_0; \tag{20}$$

$$T(\xi,0)=T_0; \tag{21}$$

$$\frac{\partial C(\xi,0)}{\partial \mathrm{Fo}}=0; \tag{22}$$

$$\frac{\partial T(\xi,0)}{\partial \mathrm{Fo}}=0; \tag{23}$$

$$\frac{\partial C(0,\mathrm{Fo})}{\partial \xi}=0; \tag{24}$$

$$\frac{\partial T(0,\mathrm{Fo})}{\partial \xi}=0; \tag{25}$$

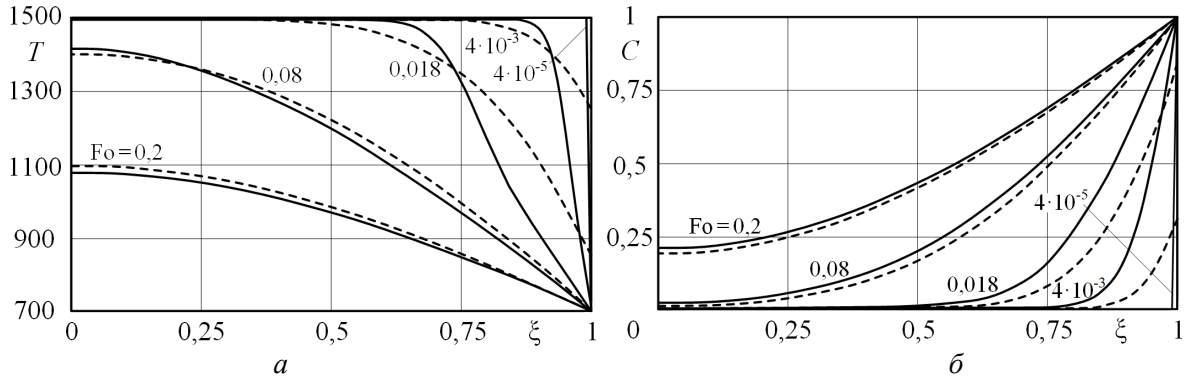
$$C(1,\mathrm{Fo})=C_1; \tag{26}$$

$$T(1,\mathrm{Fo})=T_1, \tag{27}$$

где $a_{12}^* = a_{12}/D$; $a_{21}^* = a_{21}/D$.

Задача (18)–(27) решалась методом конечных разностей. Исходные данные для решения задачи были следующие: $a = 10^{-6}$ м^2/с; $D = 5\cdot10^{-7}$ м^2/с; $C_0 = 0$; $T_0 = 1500$ К; $C_1 = 1$; $T_1 = 700$ К; $a_{12}^* = 10^{-4}/K$; $a_{21}^* = 10^{-2}\,K$.

Результаты численного решения приведены на рисунках. Их анализ позволяет заключить, что как для температурной функции, так и для функции концентрации, граничные условия (26), (27) не принимаются мгновенно – их установление происходит в течение некоторого диапазона начального временного участка. Отметим, что непосредственно в точке $\xi = 1$ граничные условия (26), (27) выполняются, однако в бесконечно малой окрестности этой точки наблюдаются скачки температуры и концентрации, величины которых зависят от времени. И лишь при Fo ≈ 0,08 происходит прекращение скачков – температура и концентрация равны их граничному (нулевому) значению.



Распределения температуры (*а*) и концентрации (*б*): сплошные кривые – $F_1 = F_2 = F_3 = 0$; штриховые – $F_1 = F_2 = F_3 = 0{,}01$

Сравнение решений с учётом и без учёта двукратного запаздывания показывает, что их различие наблюдается лишь на участке временно́го установления граничных условий первого рода, за пределами которого эти решения практически совпадают. Следовательно, решения классических уравнений взаимосвязанного тепломассопереноса, полученные без учёта релаксационных явлений, в диапазоне времени установления граничных условий не могут быть использованы, ввиду неадекватного описания реальных физических процессов. Таким образом, классические решения неприменимы для всех быстропротекающих процессов, время протекания которых сопоставимо со временем релаксации, а также для любых других процессов при малых и сверхмалых значениях времени начального временно́го участка.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-38-70021.

Литература

1. Кудинов В. А., Еремин А. В., Кудинов И. В., Жуков В. В. Исследование сильнонеравновесной модели теплового воспламенения с учётом пространственно-временной нелокальности // ФГВ. 2018. Т. 54, № 16. С. 25–29.

2. Соболев С. Л. Локально-неравновесные модели процессов переноса // УФН. 1991. Т. 167, № 10. С. 1096–1106.

3. Жоу Д., Касас-Баскес Х., Лебон Дж. Расширенная необратимая термодинамика. М.–Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика»; Институт компьютерных исследований, 2006. – 528 с.

4. Цой П. В. Методы решения отдельных задач тепломассопереноса. М.: Энергия, 1971. – 383 с.

5. Лыков А. В., Михайлов Ю. А. Теория тепло- и массопереноса. М.–Л.: Госэнергоиздат, 1963. – 536 с.

УДК 536.4

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ГОРЕНИЯ ЛЕСНОГО МАССИВА С ПРИМЕНЕНИЕМ ЗАГРАДИТЕЛЬНЫХ ПОЛОС

Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак, И. С. Войтков

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Заградительные полосы, как эффективное средство локализации низовых лесных пожаров, известны достаточно давно и широко применяются во многих странах мира в зависимости от условий распространения фронтов горения и пиролиза [1, 2]. Однако в большинстве случаев основные характеристики таких полос (размеры, объем воды, ее распределение в материале) в реальной практике выбираются эмпирически (после серий специализированных испытаний или с учетом накопленного опыта спасателей) или задаются исходя из возможностей применяемой техники [2]. Как следствие, пока не созданы прогностические модели для адекватного планирования эффективной реализации процессов создания заградительных полос в лесных массивах с учетом всех основных факторов. Такое состояние дел можно объяснить сложными механизмами тепломассобменных процессов, фазовых превращений и химического реагирования во фронте и перед фронтом горения при взаимодействии пиролизующегося лесного горючего материала (ЛГМ) с жидкостью (в частности, водой), подаваемой в виде заградительной полосы.

Для создания эффективных заградительных полос целесообразно создание достоверного прогностического математического аппарата с учетом известных статистических данных, теплофизических и термокинетических характеристик [3], особенностей распространения фронта горения. Пока опубликованных соответствующих данных крайне мало, и в основном они отражают условия и характеристики локализации лесных пожаров при применении одиночной заградительной полосы. ЛГМ представляет конденсированную систему с определенной пористостью, влажностью, плотностью укладки (насыпки). Все эти характеристики существенно влияют на скорости протекания тепломассобменных процессов в слоевой структуре ЛГМ, фазовых превращений, термического разложения последнего.

Эксперименты [4] показали, что наиболее важными характеристиками заградительных полос (их часто называют буферными полосами) являются ширина и глубина промачивания водой. При этом установлены относительные коэффициенты эффективности с использованием этих параметров [2, 4]. Целесообразно установить значения этих характеристик при применении комбинированных полос для разных по структуре и свойствам лесных горючих материалов. В работе [2] приведены результаты экспериментальных исследований этих процессов в лабораторных условиях с использованием модельных очагов горения довольно ограниченного размера и, соответственно, тепловыделения. Актуальна задача масштабирования результатов опытов на реальные условия протекания типичных низовых лесных пожаров для

определения возможности локализации распространения последних при использовании ограниченных объемов воды (в соответствии с ограничениями средств пожарной авиации), времени подачи последней перед фронтом и во фронте горения, а также температурных условий.

Целью данного исследования является разработка модели взаимосвязанных процессов теплопередачи для прогнозирования эффективного условия локализации горения типичных ЛГМ с использованием заградительной полосы.

При постановке задачи определения эффективных условий локализации горения типичных ЛГМ принималось, что на начальном этапе имеется слой ЛГМ определенной толщины, подверженный термическому разложению (характеризует зоны пламенного горения и пиролиза). За счет выделения энергии при газофазном горении и реализации термического разложения приповерхностные слои материала начинают прогреваться и пиролизовываться. Таким образом происходит распространение фронтов горения и термического разложения в направлении заградительной полосы. В последней равномерно распределена вода. Учитывается реальная плотность засыпки материала и, соответственно, теплофизические свойства с учетом заполнения пор материала воздухом. При достижении заградительной полосы фронтом горения интенсифицируется сток энергии из пламенной зоны и ее расходование на прогрев воды за счет высокой теплоемкости последней и испарения.

Считалось, что жидкость прогревается за счет теплообмена с термически разлагающимся ЛГМ. Схема области решения (рис. 1) соответствовала экспериментам. На всех границах заградительной полосы учитывалось испарение воды. За счет теплоты эндотермического фазового перехода и кондуктивного теплообмена температура ЛГМ снижается. Также учитывалось пламенное горение и пиролиз материала. Поэтому через определенный интервал времени тепловыделение в дальних по отношению к заградительной полосе слоях ЛГМ снижалось за счет падения доли материала, способного к пиролизу, и соответствующего уменьшения скоростей термического разложения.

По результатам численного моделирования определялось время (t_d, с) снижения температуры ЛГМ до температуры начала термического разложения (принималось среднее значение для разных типов ЛГМ – 150 °С). Величина t_d иллюстрирует время локализации пламенного горения и термического разложения ЛГМ.

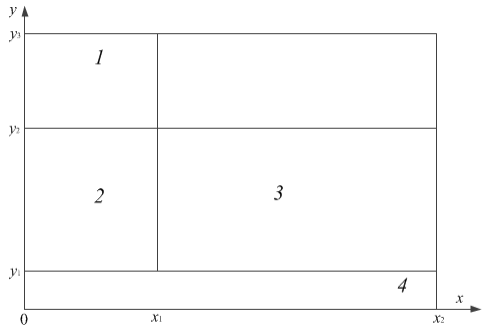


Рис. 1. Схема области решения: *1* – смесь воздуха, паров воды и продуктов термического разложения ЛГМ; *2* – промоченный водой ЛГМ (заградительная полоса); *3* – подверженный термическому разложению материал перед полосой; *4* – грунт

При моделировании считалось, что фронты термического разложения и пламенного горения достигли заградительной полосы (т. е. границы $x = x_1$). Диффузионные и конвективные процессы в газовой фазе на первом этапе не моделировались. Задавалась равная (около 0.333) и постоянная во времени концентрация основных компонентов парогазовой смеси: воздух, пары воды, продукты термического разложения ЛГМ. В области пламенной зоны горения ($x_1 < x < x_2$, $y_2 < y < y_3$) и термического разложения ($x_1 < x < x_2$, $y_1 < y < y_2$) задавались постоянные температуры, соответствующие типичным температурам из экспериментов и реальных условий лесных пожаров, в частности, в пламенной зоне задавалась температура от 700 °С до 1100 °С, а в слое пиролизующегося материала от 300 до 600 °С. Проводилось вычисление относительной доли непиролизовавшегося материала (на основе уравнения терми-

ческого разложения). Как только значения этой доли достигали 0.1, то считалось, что процесс пиролиза завершается, в области термического разложения и пламенного горения выполнялся расчет температурного поля с использованием группы уравнений, приведенных в докладе.

По результатам выполненного численного моделирования установлено, что определяющую роль играют температура во фронте пламенного горения и в глубинных слоях термически разлагающегося материала. Для максимального приближения результатов моделирования к условиям экспериментов начальные температуры выбирались соответствующими результатам измерений. В частности, средние значения температуры пламени достигали 500–600 °С для пламенной зоны и 300–400 °С в глубинных слоях материала.

На рис. 2 приведены типичные поля температуры и в разные моменты времени для иллюстрации условий локализации горения материалов (на примере наиболее интенсивно реагирующего материала – хвои ели). На рис. 3 представлены значения относительной доли способного к пиролизу материала в момент времени, соответствующий снижению температуры ЛГМ менее значений начала термического разложения (100–120 °С). Показано, что температура в газовой фазе интенсивно снижается (по сравнению с глубинными слоями ЛГМ) в результате пиролиза материала и существенного снижения концентрации продуктов термического разложения. В глубинных слоях температура падает медленно вследствие высокой плотности материала и относительно большой теплоемкости. Для эффективного подавления горения материала достаточно как снижение температуры в газовой фазе, так и во фронте распространения горения материала. Это способствует снижению концентрации продуктов термического разложения и росту концентрации паров воды.

Полученные при моделировании численные значения основных характеристик исследованных процессов показали, что для условий локализации характерно практически полное термическое разложение приповерхностных слоев материала. Так, например, на рис. 3 видно, что выполняется условие $\varphi \to 0$ практически на половине толщины слоя ЛГМ. Даже на начальном участке локализации скорости термического разложения довольно высокие. Как следствие, до достижения фронтом горения заградительной полосы существенная доля материала уже прореагировала и не представляет пожарной опасности.

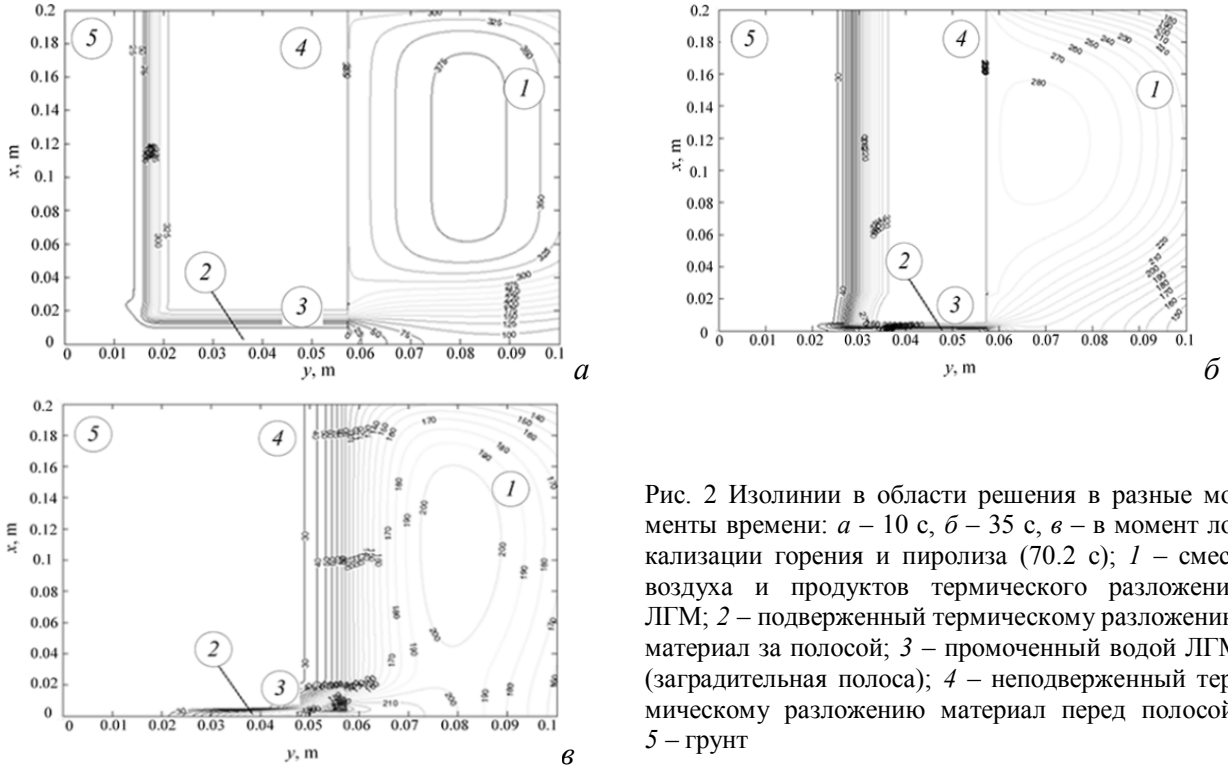


Рис. 2 Изолинии в области решения в разные моменты времени: *а* – 10 с, *б* – 35 с, *в* – в момент локализации горения и пиролиза (70.2 с); *1* – смесь воздуха и продуктов термического разложения ЛГМ; *2* – подверженный термическому разложению материал за полосой; *3* – промоченный водой ЛГМ (заградительная полоса); *4* – неподверженный термическому разложению материал перед полосой; *5* – грунт

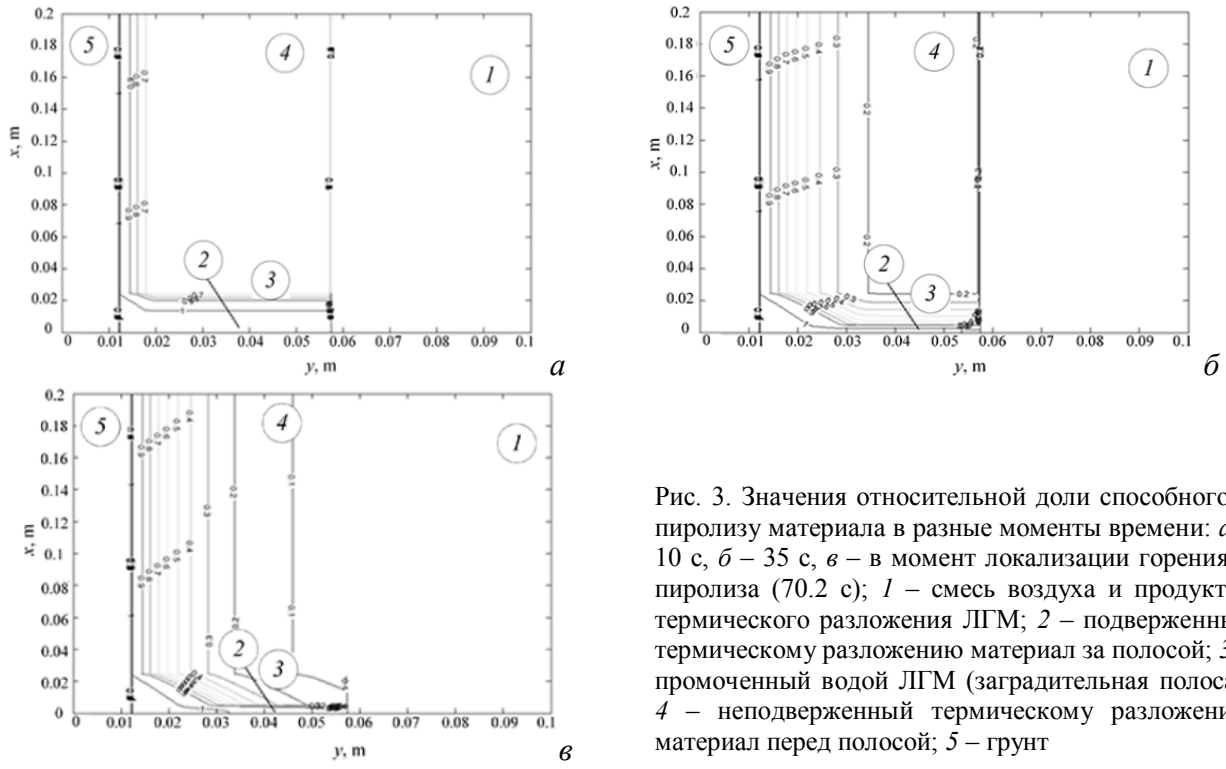


Рис. 3. Значения относительной доли способного к пиролизу материала в разные моменты времени: *а* – 10 с, *б* – 35 с, *в* – в момент локализации горения и пиролиза (70.2 с); *1* – смесь воздуха и продуктов термического разложения ЛГМ; *2* – подверженный термическому разложению материал за полосой; *3* – промоченный водой ЛГМ (заградительная полоса); *4* – неподверженный термическому разложению материал перед полосой; *5* – грунт

На основании рис. 2 можно сделать вывод о том, что температура в пропитанном водой слое материала интенсивно снижается лишь на границах фазового перехода, соответствующих зонам контакта с пламенем и фронтом термического разложения. Это обусловлено интенсификацией эндотермических фазовых превращений. С других поверхностей испарение умеренное и скорости пиролиза материала низкие вследствие относительно низких температур. Как следствие, убыль массы воды и реагирующего материала минимальная. При суммировании долей воды, испарившихся с поверхности пропитанного слоя ЛГМ, установлено, что в среднем значения этого параметра составляют не более 10% относительно вылитой воды в заградительной полосе. При высоких температурах во фронте горения данные значения могут быть 5–7%, так как времена локализации горения существенно снижаются вследствие интенсивного термического разложения материала.

Исследование выполнено при поддержке РНФ, грант 18-19-00056.

Литература

1. Rakowsk J., Szczygiel R., Kwiatkowski M., Porycka B., Radwa K., Prochaska K. Application Tests of New Wetting Compositions for Wildland Firefighting // Fire Technology. 2017. Vol. 53. P. 1379–1398.

2. Voitkov I. S., Volkov R. S., Zhdanova A. O., Kuznetsov G. V., Nakoryakov V. E. Physicochemical processes in the interaction of aerosol with the combustion front of forest fuel materials // J. of Applied Mechanics and Technical Physics. 2018. Vol. 29, No. 5.

3. Simo-Tagne M., Rémond R., Rogaume Y., Zoulalian A., Bonoma B. Modeling of coupled heat and mass transfer during drying of tropical woods // Int. J. of Thermal Sciences. 2016. Vol. 109. P. 299–308.

4. Wadhwani R., Sutherland D., Moinuddin K. A. M., Joseph P. Kinetics of pyrolysis of litter materials from pine and eucalyptus forests // J. of Thermal Analysis and Calorimetry. 2017. Vol. 130, No. 3. P. 2035–2046.

УДК 681.5:658.512

АВТОМАТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА КОМПЕНСАЦИИ ТЕРМОДЕФОРМАЦИЙ НЕСУЩИХ КОНСТРУКЦИЙ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ АВТОНОМНЫХ ОБЪЕКТОВ

М. Ю. Лившиц

Самарский государственный технический университет, г. Самара, Россия

Актуальность повышения качества оптико-электронных комплексов автономных объектов, в первую очередь космических аппаратов, постоянно растет, что связано с бурным их использованием в таких областях как картографирование, создание геоинформационных систем и т. д. Эти наукоёмкие направления обеспечивают перспективу стратегической интенсификации хозяйственной деятельности на многие годы. Развитие и эксплуатация оптико-электронных комплексов невозможны без повышения точности работы информационно-измерительных систем (ИИС), содержащих в своем составе оптические приборы. Существенную составляющую погрешности оптических измерений составляет термодеформационная погрешность, причиной которой служит термодеформация несущих конструкций ИИС из-за нестабильного и неравномерного температурного распределения в них. Температурные поля несущих конструкций неравномерны и нестабильны из-за нестационарных тепловыделений приборов ИИС, из-за воздействия через соответствующие люки и отверстия космических аппаратов излучения планет и звезд и т. п.

Для компенсации термодеформаций используется соответствующая система обеспечения теплового режима, в состав которой входят управляемые источники тепла (УИТ), которые по определенному алгоритму компенсируют неуправляемое тепловыделение ИИС и внешние тепловые воздействия на конструкцию [1–3].

Рассматриваются пути создания и алгоритм работы системы автоматического управления (САУ) тепловыми режимами несущих конструкций ИИС автономных объектов.

Рассмотрим пример с расположением ИИС и УИТ на несущей конструкции, имеющей форму прямоугольной призмы из изотропного материала. Для описания температурного распределения $\Theta(x, y, z, \tau)$ в конструкции исходную краевую задачу теплопроводности с неоднородными краевыми условиями с помощью соответствующей стандартизирующей функции

$$\omega(x,y,z,\tau) = Q_{X_1}(0,y,z,\tau) + Q_{X_2}(R_x,y,z,\tau) + Q_{Y_1}(x,0,z,\tau) + Q_{Y_2}(x,R_y,z,\tau) + \\ + Q_{Z_1}(x,y,0,\tau) + Q_{Z_2}(x,y,R_z,\tau)$$

можно представить в форме неоднородного дифференциального уравнения:

$$\frac{\partial\theta(x,y,z,\tau)}{\partial\tau} - a\left[\frac{\partial\theta^2(x,y,z,\tau)}{\partial x^2} + \frac{\partial\theta^2(x,y,z,\tau)}{\partial y^2} + \frac{\partial\theta^2(x,y,z,\tau)}{\partial z^2}\right] = \omega(x,y,z,\tau), \\ \tau\in[0,\infty),\ \forall x\in[0,R_x],\ y\in[0,R_y],\ z\in[0,R_z], \tag{1}$$

с однородными краевыми условиями

$$\left.\frac{\partial\theta(x,y,z,\tau)}{\partial x}\right|_{x=0} = \left.\frac{\partial\theta(x,y,z,\tau)}{\partial y}\right|_{y=0} = \left.\frac{\partial\theta(x,y,z,\tau)}{\partial z}\right|_{z=0} = 0,\ \ \theta(x,y,z,\tau)\big|_{\tau=0} = 0, \tag{2}$$

где $\Theta(x, y, z, \tau)$ – относительная температура несущей конструкции; a – коэффициент температуропроводности;

$$Q_{X_1}(0,y,z,\tau)=q_{X_1}(y,z,\tau)\delta(x);\quad Q_{X_2}(R_x,y,z,\tau)=q_{X_2}(y,z,\tau)\delta(x-R_x);$$

$$Q_{Y_1}(x,0,z,\tau)=q_{Y_1}(x,z,\tau)\delta(y);\quad Q_{Y_2}(x,R_y,z,\tau)=q_{Y_2}(x,z,\tau)\delta(y-R_y);$$

$$Q_{Z_1}(x,y,0,\tau)=\left[q_{Z_1}(x,y,\tau)+q_A(\tau)V_A(x,y)+q_B(\tau)V_B(x,y)\right]\delta(z);$$

$$Q_{Z_2}(x,y,R_z,\tau)=\left[q_{Z_2}(x,y,\tau)+q_A(\tau)V_A(x,y)+q_B(\tau)V_B(x,y)\right]\delta(z-R_z)$$

– тепловые потоки на соответствующих гранях призмы; R_x, R_y, R_z – размеры призмы; $q_A(x, y, \tau)$, $q_B(x, y, \tau)$ – управляемая и неуправляемая интенсивность тепловыделения элементов УИТ и ИИС, расположенных на гранях $z = R_z$, $z = 0$; $V_A(x, y) = \delta(x - x_A)\delta(y - y_A)$, $V_B(x, y) = \delta(x - x_B)\delta(y - y_B)$ – зоны приложения концентрированных тепловых потоков; $q_{X_1}(y,z,\tau)$, $q_{X_2}(y,z,\tau)$, $q_{Y_1}(x,z,\tau)$, $q_{Y_2}(x,z,\tau)$, $q_{Z_1}(x,y,\tau)$, $q_{Z_2}(x,y,\tau)$ – интенсивность внешнего теплообмена на соответствующих гранях; $\delta(\cdot)$ – дельта функция Дирака.

Путем преобразования Лапласа соответствующей функции Грина краевой задачи (1), (2) удается получить передаточные функции по каналам управления $q_A(x,y,z,\tau) - \Theta(x,y,z,\tau)$ и возмущения $\{q_{X1}, q_{X2}, q_{Y1}, q_{Y2}, q_{Z1}, q_{Z2}, q_B\} - \Theta(x,y,z,\tau)$ для объекта управления (1), (2) с распределенными параметрами [3–5]. На этой основе решена задача синтеза соответствующей системы автоматической стабилизации температурного поля конструкции с помощью дискретно распределенного управления $q_A(x, y, \tau)$.

Методика синтеза базируется на конечномерной аппроксимации бесконечномерной трансформанты Лапласа соответствующей функции Грина [3–5] и формулировке на этой основе передаточной функции объекта для синтеза регулятора. Передаточную функцию удается представить в виде параллельного соединения интегрирующего звена и бесконечного количества апериодических звеньев, которое, впрочем, в практических приложениях удается ограничить.

Коэффициенты передаточной функции зависят от пространственного расположения возмущения и точки контроля, отражают влияние каналов передачи тепла от одного объекта к другому. Возможны четыре варианта каналов передачи: Точка → Точка, Точка → Площадь, Площадь → Точка и Площадь → Площадь. Объекты «Точка» представляют собой точки контроля температуры, точки приложения тепловых потоков нагревательных элементов, точки крепления и т. п. В качестве объектов «Площадь» выступают площади граней конструкции, площадь конструкции водяного охлаждения, площади посадочных мест аппаратуры и т. д.

На рис. 1 показана структура системы автоматической стабилизации с помощью N сосредоточенных регуляторов температурного поля, распределенного в несущей конструкции. САУ представляет собой дискретно-распределенную систему, содержащую каналы управления и измерения. САУ регулирует мощность тепловых потоков $q_i(\tau)$, $i = 1,...,N$ (УИТ) в соответствии с локализацией точек измерения текущего состояния, оперативно влияет на результирующее распределение температуры по всему объему конструкции и таким образом минимизирует возможную ее термодеформацию.

Алгоритм работы САУ заложен в бортовом компьютере и формируется в управляющем устройстве УУ, а исполняется N локальными регуляторами мощности каждого из УИТ. Это позволяет:

- регулировать и стабилизировать среднюю температуру по площади каркаса конструкции;

• поддерживать локальную температуру в каждой из N точек контроля;

• регулировать перепад температур по толщине конструкции в противолежащих точках контроля.

Служебной выходной информацией алгоритма являются:

– признак работоспособности датчика;

– признак работоспособности нагревателя УИТ.

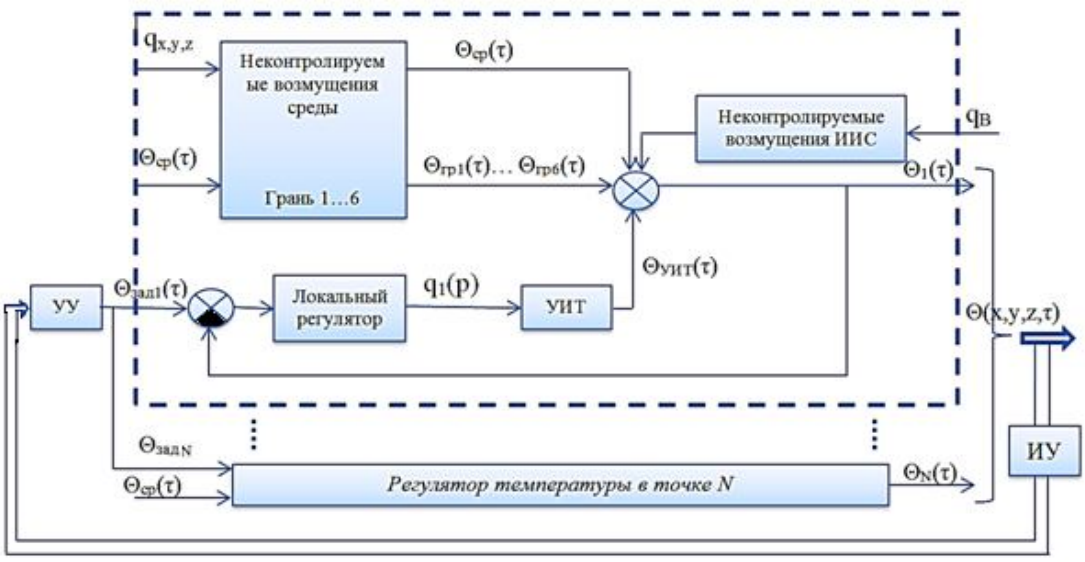


Рис. 1. САУ автоматической стабилизации для компенсации термодеформаций. УИТ – управляемый тепловыделяющий элемент; $\theta_{зад1}$, …, $\theta_{задN}$ – заданная температура в N регулируемых точках конструкции; $\theta_1(\tau)$,…, $\theta_N(\tau)$ – температура в N регулируемых точках; $\theta_{гр1}(\tau)$, …, $\theta_{гр6}(\tau)$ – средняя температура граней 1–6, $\theta_{УИТ}(\tau)$, $\theta_{возм}(\tau)$, $\theta_{пр}(\tau)$ – компоненты температурного поля, обусловленные работой УИТ, неконтролируемыми возмущениями и тепловыделением измерительной аппаратуры; $\theta_{ср}(\tau)$ – температура окружающей среды

При выходе из строя одного из измерительных каналов происходит отключение соответствующего управляющего канала. Противолежащие нагреватели образуют пару. При выходе из строя одного из нагревателей в паре, соответствующий рабочий нагреватель принудительно отключается, чтобы не допустить неравномерного нагрева по толщине несущей конструкции. По результатам работы САУ формируется выходная информация, включаемая в программную телеметрию.

Закон изменения мощности, формируемый для каждого i-го УИТ, определяется комбинацией пропорционально-интегрально-дифференциального и релейного законов регулирования:

$$q_i = \begin{cases} q_{max}, \quad q_i \geq q_{max}, \quad \theta_{зад} > \theta_i(\tau) < \tilde{\theta}, \\ K\left[\theta_{зад} - \theta_i(\tau)\right] + {}^{1}/_{T_u}\int\left[\theta_{зад} - \theta_i(\tau)\right]d\tau + T_d\, {}^{d\left[\theta_{зад} - \theta_i(\tau)\right]}/_{d\tau}, \quad \theta_{зад} > \theta_i(\tau) > \tilde{\theta}, \\ 0, \qquad \theta_i(\tau) > \theta_{зад}, \end{cases}$$

$$i = \overline{1,N},$$

где K, T_u, T_d – параметры настройки регулятора; q_{max} – максимальная мощность УИТ, $\tilde{\theta}$ – пороговое отклонение температуры для перехода от релейного управления к непрерывному.

На рис. 2 представлены результаты конечно-элементного моделирования системы автоматической стабилизации температурного поля в среде ANSYS, при типовых для этого

объекта возмущениях и учете конструктивных особенностей несущей конструкции. Применение разработанной САУ позволяет существенно снизить вероятность возникновения термодеформаций несущей конструкции и обеспечить удовлетворительную работу ИИС.

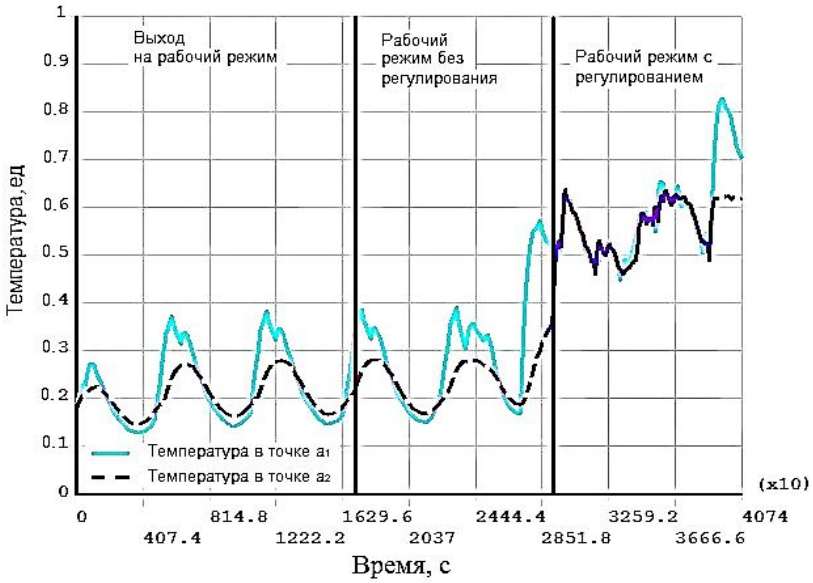


Рис. 2. Температура несущей конструкции в регулируемых точках

Литература

1. Алифанов О. М., Палешкин А. В., Терентьев В. В., Фирсюк С. О. Математическое моделирование теплового состояния изотермического элемента с учетом лучистого теплообмена между частями космического аппарата // ИФЖ. 2016. Т. 89, № 1. С. 170–176.

2. Микрин Е. А., Суханов Н. А., Платонов В. Н., Орловский И. В., Котов О. С., Самсонов С. Г., Беркут В. Г. Принципы построения бортовых комплексов управления автоматических космических аппаратов // Проблемы управления. 2004. № 3. С. 62–66.

3. Лившиц М. Ю., Деревянов М. Ю., Копытин С. А. Распределенное управление температурными режимами элементов конструкций автономных объектов. // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: Тез. докл. и сообщ. 10–13 сентября 2012 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2012. Т. 1, Ч. 2. С. 719–722.

4. Livshits Michael Yu., Borodulin Boris B., Korshikov Stepan E. Optimization of temperature distributions in critical cross-sections of load-bearing structures of measurement optical systems of autonomous objects // Thermophysical Basis of Energy Technologies (TBET-2016). MATEC Web of Conferences. 2017. Vol. 92.

5. Лившиц М. Ю. Системная оптимизация процессов нагрева в промышленных установках// ММФ–2004: VI Минский междунар. форум по тепло- и массообмену.: Тез. докл. и сообщ. 24–28 мая 2004 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2004. Т. 1. С. 257–259.

УДК 621.039.6.536.24

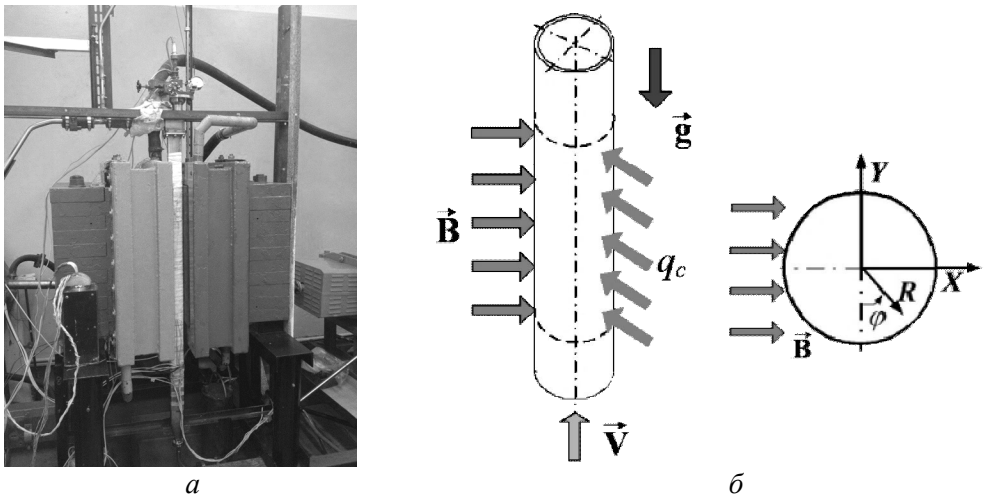
ТЕПЛООБМЕН ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ТРУБЕ ПРИ ПОДЪЕМНОМ ТЕЧЕНИИ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Н. А. Лучинкин, Н. Г. Разуванов

Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

Тяжелые жидкие металлы (ЖМ) рассматриваются как перспективные теплоносители и рабочие среды в ядерных и термоядерных реакторах (ТЯР). В ТЯР чистого синтеза и гибридных ЖМ предполагается использовать как для охлаждения бланкета и дивертора, так и для наработки трития. Для строящегося международного ТЯР ИТЭР разрабатываются ЖМ-модули бланкета [1], предназначенные, главным образом, для наработки трития, а также для отработки технологий эксплуатации ЖМ. В предлагаемых проектах ЖМ-модулей предпочтение оказывается выбору литий-свинцовой эвтектики Pb-Li и течению в полоидальных каналах. Для гибридных реакторов – термоядерных источников нейтронов [2] крайне привлекательны ЖМ, так как они практически не замедляют нейтроны или расплавы солей. Помимо трудностей эксплуатации ЖМ систем охлаждения (из-за высоких рабочих температур и физико-химических проблем коррозии и окисления) основная проблема использования ЖМ в ТЯР – большие потери давления в трактах охлаждения при прокачке электропроводной среды в сильном магнитном пеле (МП), удерживающим плазму. Также специфичен теплообмен в магнитно-гидродинамических (МГД) каналах и будет сильно отличаться от закономерностей при течении традиционных теплоносителей. Для проектирования надежных и эффективных решений важны экспериментальные данные, позволяющие верифицировать численные методики и прогнозировать поведение систем охлаждения в условиях ТЯР.

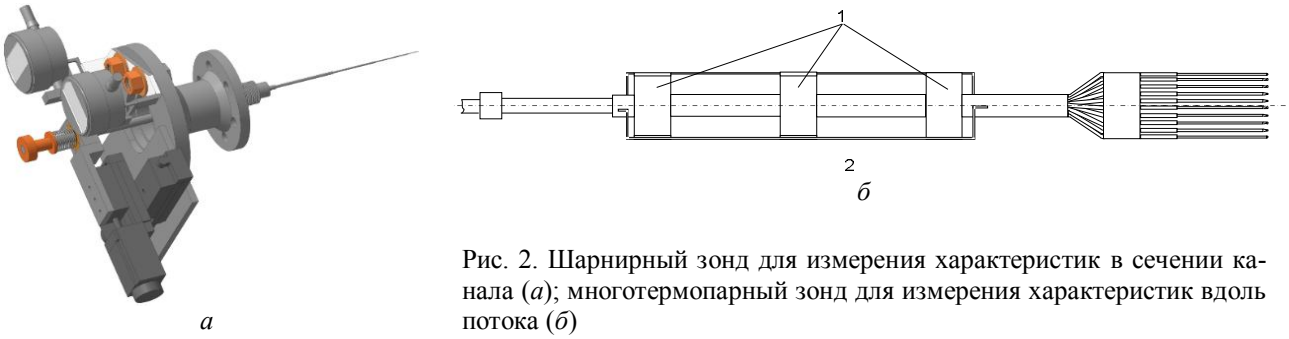
Объединенная группа МЭИ-ОИВТ РАН проводит комплексные экспериментальные исследования и численное моделирование процессов магнитной гидродинамики (МГД) и теплообмена жидкого металла применительно к условиям термоядерных реакторов типа токамак [3, 4]. В различных конфигурациях течения в обогреваемых трубах и каналах обнаружены особенности и неожиданные эффекты, связанные с развитием термогравитационной конвекции (ТГК) и влиянием на МГД и теплообмен. На данном этапе работ авторы исследовали характеристики гидродинамики и теплоотдачи при подъемном течении ртути в круглой трубе в поперечном магнитном поле (рис. 1). В этой конфигурации в экспериментах также наблюдаются некоторые особенности.



а *б*

Рис. 1. Фотография экспериментального стенда (*а*), исследуемая схема течения (*б*)

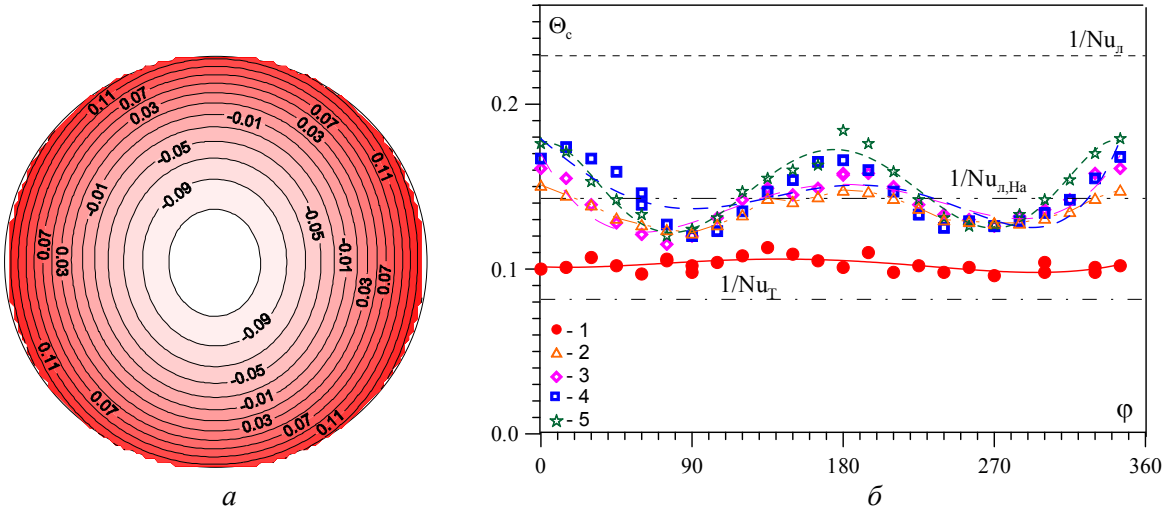
Исследования проводились зондовыми методами: шарнирным (рис. 2, *а*) в сечении канала и продольным зондом типа «гребенка» (рис. 2, *б*) по длине. Выполнены серии экспериментов по измерению полей осредненной температуры и скорости, распределений температуры стенки по периметру канала и по длине, статистических характеристик пульсаций температуры в двух вариантах обогрева стенок трубы: односторонний обогрев $q_1 = 0$ и двусторонний симметричный обогрев $q_1 = q_2$. Результаты получены в диапазоне режимных параметров: чисел Рейнольдса $\mathrm{Re} = (10–80)\cdot 10^3$, Грасгофа $\mathrm{Gr_q} = (0.35–1.2)\cdot 10^8$, Гартмана $\mathrm{Ha} = 0–550$.



а *б*

Рис. 2. Шарнирный зонд для измерения характеристик в сечении канала (*а*); многотермопарный зонд для измерения характеристик вдоль потока (*б*)

На рис. 3, *б* представлено распределение температуры стенки по периметру в сечении трубы. Опытные точки получены в результате осреднения распределения температуры стенки по периметру поперечного сечения трубы на расстоянии $z/d = 38$ от входа в зону обогрева, где теплообмен можно считать стабилизированным. Сплошной линией показаны зависимости для развитого турбулентного $\mathrm{Nu_T} = 7 + 0.025\mathrm{Pe}^{0.8}$ (формула Лайона) и ламинарного $\mathrm{Nu_л} = 4.36$ теплообмена. Теплоотдача в МП в общем снижается вследствие подавления турбулентности, наблюдаются ярко выраженные максимумы и минимумы в распределении температуры, вызванные возникновением эффекта Гартмана. Рис. 3, *а* иллюстрирует распределение температуры – изотермы в сечении канала при течении ЖМ в магнитном поле, где также наблюдается неравномерность, связанная с проявлением упомянутого выше МГД-эффекта.



а *б*

Рис. 3. Изотермы в сечении канала (*а*), Re = 20 000, Ha = 550; распределение безразмерной температуры стенки Θ_c по периметру в сечении $z/d = 38$ (*б*) , Re = 20 000 и $q_c = 30$ кВт/м^2: 1 – Ha = 0, 2 – 150, 3 – 350, 4 – 450, 5 – 550

Далее представлены результаты, полученные продольным зондом типа «гребенка». На рис. 4 показаны распределения температуры стенки (рис. 4, *а*) и интенсивности температурных пульсаций (рис. 4, *б*) по длине. При течении без магнитного поля температура стенки

ожидаемо возрастает по длине исследуемой области и выходит на стабилизированное значение, характерное для развитого турбулентного течения, а с ростом магнитного поля постепенно возрастает и вплотную приближается к ламинарным значениям. Интенсивности температурных пульсаций рис. 4, *б* хорошо отражают картину взаимодействия течения электропроводной жидкости с магнитным полем: без МП интенсивности пульсаций возрастают вдоль всего участка обогрева, а при наложении МП снижаются до около нулевых значений, что говорит о почти полном подавлении турбулентности.

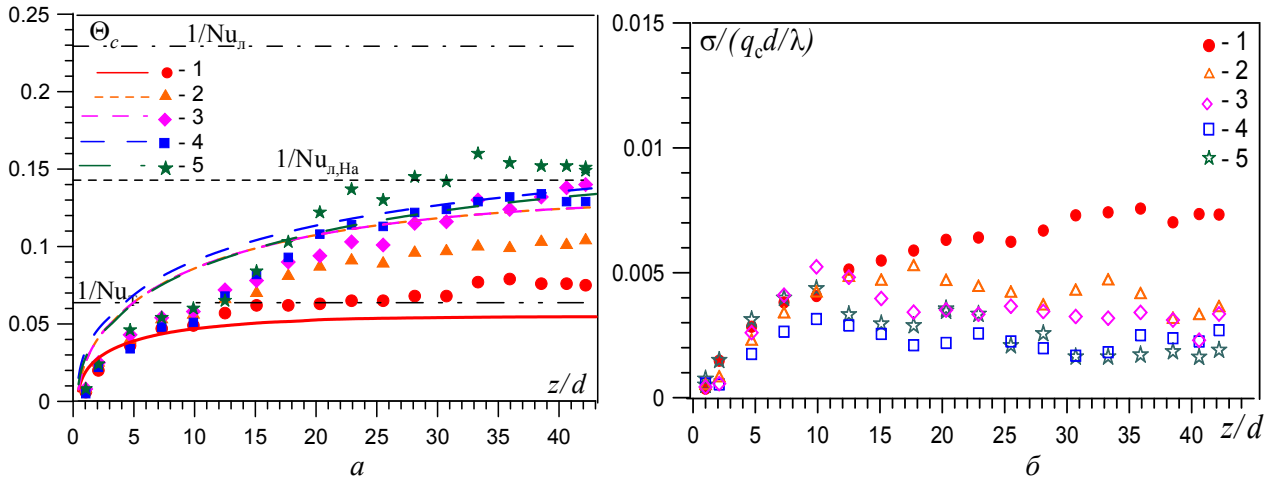


Рис. 4. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_c по длине канала (*а*) и интенсивности температурных пульсаций $\sigma/(q_c d/\lambda)$ вблизи обогреваемой стенки ($r/r_0 = 0.8$) (*б*) в плоскости, поперечной МП, $\varphi = 0$, $Re = 20\,000$, $q_c = 30$ кВт/м^2: 1 – Ha = 0, 2 – 150, 3 – 350, 4 – 450, 5 – 550

Удобно рассматривать данные в другом представлении: относительного числа Нуссельта Nu/Nu_T от числа Ричардсона (параметра Gr_q/Re^2) (рис. 5, *а*). Экспериментальные точки ложатся ниже чисто турбулентных значений. При этом снижение числа Нуссельта может достигать 30–40%. Влияние ТГК при подъемном течении приводит к снижению теплоотдачи по сравнению с "чистым" турбулентным теплообменом в трубе, что подтверждается также данными из работы [6], где исследования теплообмена при подъемном течении ртути велись в круглой трубе.

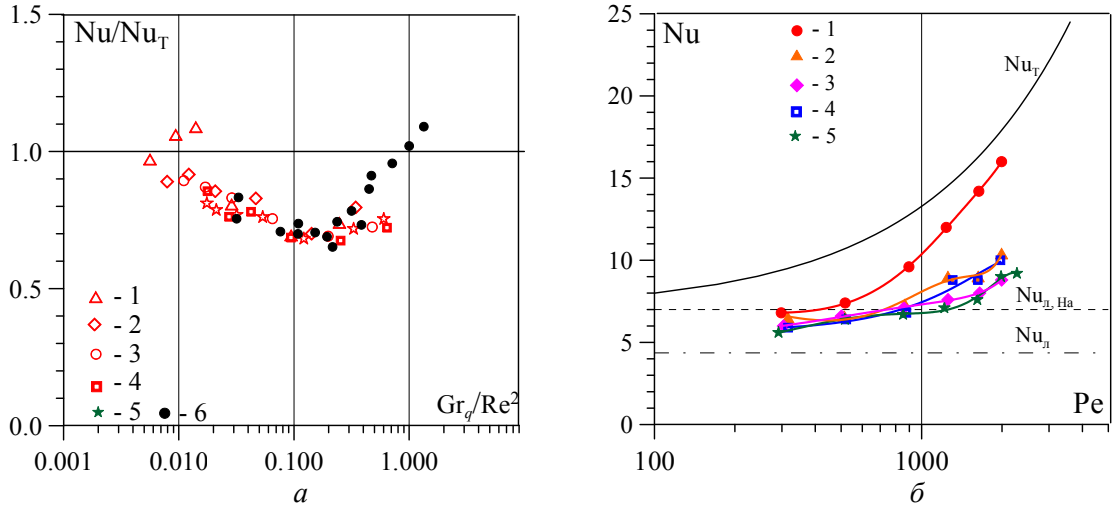


Рис. 5. Зависимость числа относительного числа Нуссельта Nu/Nu_T (*а*) от параметра Gr_q/Re^2, Ha = 0: 1 – $q_c = 15$ кВт/м^2; 2 – 22; 3 – 30; 4 – 42, 5 – 50; зависимость числа Нуссельта (*б*) от числа Pe в поперечном МП в сечении, удаленном от входа в зону обогрева $z/d = 38$: 1 – Ha = 0; 2 – 120; 3 – 300; 4 – 500; 5 – 800

Хорошее совпадение данных по трубам различного диаметра и для различных тепловых потоков позволяет говорить об универсальности изменений в выбранной системе безразмерных параметров. Ожидается, что при дальнейшем увеличении числа Ричардсона теплообмен будет интенсифицироваться за счет увеличения скорости вблизи обогреваемой стенки и зависимость относительного числа Нуссельта будет возрастать, превышая единицу в соответствии с известными для неметаллов закономерностями смешанной конвекции для подъемного течения [5]. В нашем случае экспериментальные ограничения не позволяют расширить рассматриваемый диапазон параметра Gr_q/Re^2. Расширение этого диапазона представляет интерес, но требует переоснащения экспериментального стенда и выходит за рамки обсуждаемых в статье вопросов.

Результаты по экспериментальному исследованию коэффициентов теплоотдачи (осредненные по периметру числа Нуссельта) на участке стабилизированного теплообмена удобно обобщить в виде распределения от числа Рейнольдса (Пекле) (рис. 5, *б*). Без МП числа Nu располагаются ниже зависимости Лайона Nu_T вследствие изменений, происходящих под действием сил плавучести. В МП снижаются до ламинарных значений $Nu_{л,Ha} = 7$, соответствующих теплоотдаче в поперечном МП с учетом эффекта Гартмана. Превышение значений $Nu_{л,Ha}$ с ростом числа Рейнольдса (Пекле) объясняется частичной ламинаризацией: в потоке турбулентные пульсации еще не успели подавиться МП.

Литература

1. Wong C. P. C., Salavy J.-F., Kim Y., Kirillov I., Rajendra Kumar E., Morley N. B., Tanaka S., Wu Y. C., Overview of liquid metal TBM concepts and programs // Fusion Eng. Des. 2008. Vol. 83. P. 850.

2. Кутеев Б. В., Хрипунов В. И. Современный взгляд на гибридный термоядерный реактор // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2009. Вып. 1. С. 3.

3. Генин Л. Г., Мельников И. А., Ивочкин Ю. П., Свиридов В. Г., Разуванов Н. Г., Чекменева Е. С., Шашурин А. Д. Исследование МГД теплообмена жидкого металла при течении в вертикальной трубе // ММФ–2012: XIV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. 10–13 сентября 2012 г. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. 2012. Т. 1. С. 198–201.

4. Belyaev I. A., Genin L. G., Listratov Ya. I., Melnikov I. A., Sviridov V. G., Sviridov E. V., Ivochkin Yu. P., Razuvanov N. G., Shpansky Yu. S. Spesific features of liquid metal heat transfer in a tokamak reactor // Magnetohydrodynamics. 2013. Vol. 49, No. 1. P. 177–190.

5. Buhr H. O., Horsten E. A., Carr A. D. The distortion of turbulent velocity and temperature profiles on heating, for mercury in a vertical pipe // J. Heat Transfer. 1974. Vol. 96. P. 152.

УДК 536.24:519.63

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА ПОТОКОМ ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СРЕДЫ

С. С. Макаров[1], А. М. Липанов[2], А. И. Карпов[1], М. Ю. Альес[1], Н. А. Балобанов[1]

[1]Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения РАН, г. Ижевск, Россия
[2]Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, г. Москва, Россия

В работе [1] предложена математическая модель сопряженного теплообмена в гетерогенной системе твердое тело–газожидкостная среда. Двухмерное поле температуры в жидкости и твердом теле определено при выполнении условия сопряжения на границе сред. Дополнительно произведен учет парообразования у поверхности высокотемпературного металлического тела цилиндрической формы, охлаждаемого продольным потоком воды. Численный алгоритм применен для исследования теплообмена при охлаждении высокотемпературной металлической заготовки цилиндрической формы из конструкционной стали потоком газожидкостной среды [2, 3]. В работе [4] приведено решение задачи охлаждения высокотемпературного металлического цилиндра с переменным поперечным сечением, расположенным горизонтально в кольцевом канале. В работе [5] приводятся закономерности влияния параметров теплообмена на скорость охлаждения потоком газожидкостной среды вертикального сплошного цилиндра в кольцевом канале. В работе [6] приведены результаты численного моделирования процесса охлаждения нагретого металлического цилиндра водо-воздушной средой. Показана динамика изменения скорости охлаждения цилиндра в зависимости от доли воздуха Y_a в жидкости и времени процесса охлаждения. В работе [7] предложена математическая модель сопряженного теплообмена в гетерогенной системе твердое тело–газожидкостная среда с учетом описания пузырькового парообразования в потоке жидкости. Рассматривается двухмерная нестационарная постановка, учитывающая осесимметричность течения потока охлаждающей среды относительно продольной оси цилиндра. Приведены результаты численных расчетов теплофизических параметров при охлаждении высокотемпературного металлического цилиндра из конструкционной стали потоком газожидкостной среды в кольцевом канале. Оценивается влияние скорости потока на значение доли пара Y_v в жидкости и закономерности охлаждения металлического цилиндра. Производится анализ влияния образования, роста и движения пузырьков пара в жидкости на распределение теплового потока по поверхности сопряженной границы металлического цилиндра и газожидкостной среды.

Математическая модель сопряженного теплообмена потока газожидкостной среды и металлического цилиндра, расположенного вертикально в кольцевом канале, имеет вид

$$\rho\frac{\partial u}{\partial t}+\rho u\frac{\partial u}{\partial x}+\rho v\frac{\partial u}{\partial r}=-\rho g-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\mu\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\mu\frac{\partial u}{\partial r}, \tag{1}$$

$$\rho\frac{\partial v}{\partial t}+\rho u\frac{\partial v}{\partial x}+\rho v\frac{\partial v}{\partial r}=-\frac{\partial p}{\partial r}+\frac{\partial}{\partial x}\mu\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\mu\frac{\partial v}{\partial r}-\mu\frac{v}{r^2}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial(r\rho v)}{\partial r}=0, \tag{3}$$

$$\rho c\frac{\partial T}{\partial t}+\rho cu\frac{\partial T}{\partial x}+\rho cv\frac{\partial T}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\lambda\frac{\partial T}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\lambda\frac{\partial T}{\partial r}-\dot{m}_v Q_v-\rho gu\,, \tag{4}$$

$$\rho\frac{\partial Y_a}{\partial t}+\rho u\frac{\partial Y_a}{\partial x}+\rho v\frac{\partial Y_a}{\partial r}=0\,, \tag{5}$$

$$\rho\frac{\partial Y_v}{\partial t}+\rho u\frac{\partial Y_v}{\partial x}+\rho v\frac{\partial Y_v}{\partial r}=\dot{m}_v\,, \tag{6}$$

удельная массовая скорость парообразования $\dot{m}_v=\left(\rho c\Delta T\right)/\left(Q_v\Delta t\right)$, где перегрев жидкости

$$\Delta T=\begin{cases}0, & T\left(t+\Delta t\right)<T_s,\\ \left[T\left(t+\Delta t\right)-T_n\left(t\right)\right], & T\left(t+\Delta t\right)>T_s,\end{cases}\qquad T_n\left(t\right)=\max\left[T\left(t\right);\ T_s\right];$$

ΔT может принимать как положительное, так и отрицательное значение. В первом случае учитываются затраты тепловой энергии на фазовый переход жидкости в пар. Во втором случае учитывается тепловой эффект от конденсации пара в жидкость, при условии, что в среде есть пар, т. е. $Y_v > 0$. Таким образом, регулируется энергетический тепломассообменный баланс системы.

Уравнение энергии для металлического цилиндра и внешней металлической стенки:

$$\rho_m c_m\frac{\partial T_m}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x}\lambda_m\frac{\partial T_m}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\lambda_m\frac{\partial T_m}{\partial r}\,. \tag{7}$$

Эффективные теплофизические параметры газожидкостной среды определяются следующим образом [8]:

$$\rho=\sum_3\rho_i Y_i\,,\ c=\sum_3 c_i\rho_i Y_i/\rho\,,\ \lambda=\frac{1}{2}\left[\sum_3 Y_i\lambda_i+\left(\sum_3\frac{Y_i}{\lambda_i}\right)^{-1}\right],\ \mu=\frac{1}{2}\left[\sum_3 Y_i\mu_i+\left(\sum_3\frac{Y_i}{\mu_i}\right)^{-1}\right],\ \sum_3 Y_i=1\,.$$

Рассмотрим металлический цилиндр радиусом r_m, длиной L и температурой T_m, который охлаждается движущимся в направлении вертикальной оси x потоком жидкости в кольцевом зазоре $r_l - r_m$ с начальной скоростью u_0 и температурой T_l. Внешний радиус металлической стенки r_{m1} и температура T_{m1} (рис. 1).

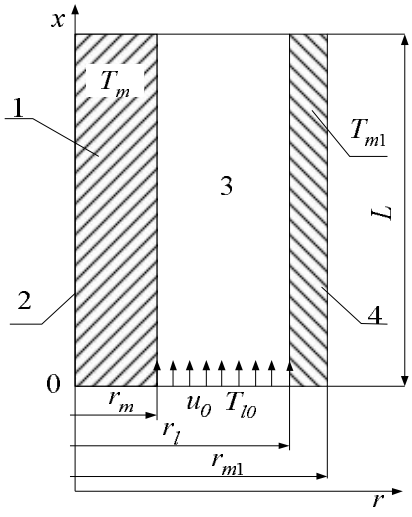


Рис.1. Расчетная схема модели: 1 – металлический цилиндр; 2 – ось цилиндра; 3 – поток жидкости; 4 – внешняя стенка

Начальные условия: $u = u_0,\ v = 0,\ T_l = T_{l0},\ T_m = T_{m0},\ T_{m1} = T_{l0},\ Y_a = Y_{a0}$.

Граничные условия: $x = 0 : 0 < r < r_m,\ \dfrac{\partial T}{\partial x} = 0,$

$$r_m < r < r_l, \qquad T = T_{l0},\ u = u_0,\ v = 0,\ Y_v = 0,\ Y_a = Y_{a0},\ \frac{\partial p}{\partial x} = 0;$$

$$r_l < r < r_{m1}, \qquad \frac{\partial T}{\partial x} = 0;$$

$$x = L :\ 0 < r < r_m, \qquad \frac{\partial T}{\partial x} = 0;$$

$$r_m < r < r_l, \qquad \frac{\partial T}{\partial x} = 0,\ \frac{\partial u}{\partial x} = 0,\ \frac{\partial v}{\partial x} = 0,\ \frac{\partial Y_v}{\partial x} = 0,\ \frac{\partial Y_a}{\partial x} = 0,\ \ p = 0;$$

$$r_m < r < r_{m1}, \qquad \frac{\partial T}{\partial x} = 0;$$

$$0 < x < L :\ r = 0, \qquad \frac{\partial T}{\partial r} = 0;$$

$$r = r_m, \qquad -\lambda_m \frac{\partial T_m}{\partial r} = -\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r},\ T_m = T_l,\ u = 0,\ v = 0,\ \frac{\partial Y_v}{\partial r} = 0,\ \frac{\partial Y_a}{\partial x} = 0;$$

$$r = r_l, \qquad -\lambda_{m1} \frac{\partial T_{m1}}{\partial r} = -\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r},\ T_{m1} = T_l,\ u = 0,\ v = 0,\ \frac{\partial Y_v}{\partial r} = 0,\ \frac{\partial Y_a}{\partial x} = 0;$$

$$r = r_{m1}: \qquad \frac{\partial T}{\partial r} = 0.$$

Локальная скорость охлаждения в объеме металлического цилиндра

$$V_m = \frac{\left| T_m\left(t + \Delta t\right) - T_m\left(t\right) \right|}{\Delta t}. \tag{8}$$

Система дифференциальных уравнений (1)–(7) решается методом контрольного объема. Параметры поля течения (1)–(3) рассчитываются, применяемым при моделировании течений жидкости с тепломассопереносом, алгоритмом SIMPLE [9]. Дифференциальные уравнения приводятся к системе линейных алгебраических уравнений и решаются итерационно методом Гаусса–Зейделя с использованием коэффициента нижней релаксации. Для проведения расчетов используется сетка, имеющая сгущающийся профиль на границах металлический цилиндр–жидкость и жидкость–внешняя металлическая стенка, со стороны жидкости и металла. Расчетный шаг по продольной координате постоянный.

Результаты исследования. Как известно, в воде присутствуют различного рода включения, в том числе воздух и другие газы, которые либо растворены в жидкости, либо присутствуют в виде мельчайших пузырьков в объеме жидкости. В работах [1–5], численные результаты сопряженного теплообмена при охлаждении высокотемпературного металлического цилиндра потоком воды получены без учета наличия воздуха. В работе [6] рассмотрен случай, когда изначально вода содержит постоянное количество воздуха, заданного в виде объемной доли Y_a от 1 до 2,5%. В работе [7] произведен учет наличия образовавшегося пара в виде пузырьков.

На рис. 2 приведены результаты численного расчета температурного поля металлического цилиндра при начальной скорости потока воды u_0 = 0.1 м/с. Материал цилиндра – сталь 12Н18Н9Т, геометрические размеры: r_m = 0.015 м, : r_l = 0.025 м, r_{m1} = 0.03 м, L = 0.1 м. Начальная температура цилиндра T_{m0} = 840 °С, начальная температура потока воды T_{l0} = 20 °С. Расчетное время 1 с.

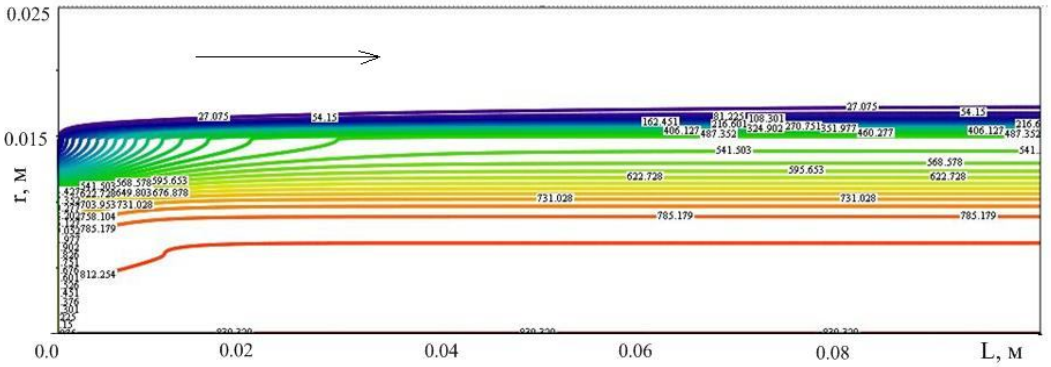


Рис. 2. Температурное поле цилиндра при Y_a = 0

Заключение. Предложена новая математическая модель сопряженного теплообмена, описывающая изменения теплофизических параметров веществ при нерегулярном режиме охлаждения высокотемпературного металлического тела потоком газожидкостной среды с учетом парообразования в жидкости. Численный алгоритм позволяет производить расчеты сопряженного теплообмена и находить распределение гидродинамических параметров потока и тепловых параметров веществ с учетом парообразования в жидкости. Впервые при нерегулярных режимах охлаждения получены закономерности, определяющие влияние гидродинамических и теплофизических параметров охлаждающей среды на скорость охлаждения высокотемпературной металлической заготовки из конструкционной стали.

Литература

1. Липанов А. М., Макаров С. С., Карпов А. И., Макарова Е. В. Численное исследование охлаждения высокотемпературного металлического цилиндра потоком газожидкостной среды // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 1. С. 53–60.

2. Makarov S. S., Dement'yev V. B., Makarova E. V. Mathematical modeling of cooling high-temperature cylindrical workpieces // Procedia Engineering. 2016. Vol. 150. P. 393–399.

3. Макаров С. С. Численное моделирование процесса охлаждения металлического цилиндра потоком газожидкостной среды, двигающимся горизонтально в кольцевом канале // Науч.-техн. вестн. информ. технологий, механики и оптики. 2017. Т. 17. № 2. С. 324–331.

4. Makarov S. S., Dement'yev V. B., Makhneva T. M. Numerical simulation of the flow of a gas-liquid medium in a circular channel at cooling a high-temperature metal cylinder with a variable cross-section // MATEC Web of Conferences. 2017. Vol. 129. No. 03007.

5. Makarov S. S., Lipanov A. M., Karpov A. I. Numerical simulation of the heat transfer at cooling a high-temperature metal cylinder by a flow of a gas-liquid medium // J. of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 891, No. 012036.

6. Makarov S. S., Alies M. Y. Heat exchange numerical modelling while cooling a high-temperature metallic cylinder by water and air medium flow // MISTAerospace 2018. Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2018. Vol. 450, No. 032027.

7. Макаров С. С., Липанов А. М., Карпов А. И. Численное исследование теплообмена при охлаждении металлического цилиндра потоком газожидкостной среды в кольцевом канале // ИФЖ. 2019. Т. 92, № 4. С. 851–860.

8. Варнатц Ю., Маас У., Деббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ / Пер. с англ.; под ред. П. А. Власова. М.: Физматлит, 2006. – 352 с.

9. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.

УДК 536.24:621.039.584

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ СУХОМ ХРАНЕНИИ ОТРАБОТАННОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Ю. М. Мацевитый[1,2], **С. В. Алёхина**[1,2]

[1]*Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины, г. Харьков*
[2]*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, г. Харьков, Украина*

Проблема обращения с отработанным ядерным топливом (ОЯТ) в Украине решается путем его временного сухого хранения на открытом пристанционном хранилище. На сегодняшний день в Украине функционирует только одно сухое хранилище ОЯТ (СХОЯТ) энергетических реакторов на Запорожской АЭС. Безопасность эксплуатации этого хранилища требует постоянного научного сопровождения.

Анализ существующих научно-исследовательских работ, которые касаются обеспечения безопасного функционирования объектов сухого хранения ОЯТ, показал, что тепловой составляющей комплексного понятия безопасности СХОЯТ внимание практически не уделяется. Актуальность работы состоит в получении новых знаний относительно протекания тепловых процессов при сухом хранении ОЯТ, что позволит обеспечить безопасное функционирование основного оборудования хранения на протяжении всего срока эксплуатации хранилища.

Соотношение размеров отдельных элементов топливных сборок, контейнеров, каналов, в которых движется гелий и воздух, площадки хранения не дает возможности с приемлемой точностью определить тепловое состояние группы контейнеров СХОЯТ, или проводить многовариантные расчеты для одного контейнера, непосредственно используя сеточные методы. Поэтому нами для решения задачи применялся итерационный подход с использованием моделей различного уровня сложности: в моделях низкого уровня геометрия объекта и теплофизические процессы рассматривались в упрощенной постановке и использовалась при расчетах грубая разностная сетка, а для составляющих объекта строились модели высокого уровня с большей геометрической детализацией и более подробным учетом теплофизических процессов. Алгоритм расчета строился с попеременным использованием моделей низкого и высокого уровня. В ходе расчета уточнялись данные, связывающие эти модели, а именно – результаты расчета, полученные на моделях низкого уровня, позволяли сформировать граничные условия для моделей высокого уровня, а на основе температурных полей, полученных с использованием моделей высокого уровня, идентифицировались эквивалентные теплофизические свойства для моделей низкого уровня. На рисунке схематично приведен порядок расчета с использованием пяти уровней моделей, каждый из которых отражен в виде прямоугольника. Овалами обозначены данные, которыми модели обмениваются друг с другом. Таким образом, появляется возможность, итерационно уточняя структуру объекта, определять его детальное тепловое состояние.



Итерационная методология определения теплового состояния объектов СХОЯТ

Для определения теплового состояния объекта на каждом из расчетных уровней использовались сопряженные задачи теплообмена. Математическая модель тепловых процессов включала следующие уравнения: уравнение неразрывности, уравнения движения Навье–Стокса, уравнения энергии, уравнение состояния для движущейся среды. Математическая модель также дополнялась дифференциальными уравнениями k–ε-модели турбулентности: одно – для турбулентной кинетической энергии и второе – для скорости ее диссипации. На каждом из расчетных уровней определялась необходимость учета лучистого теплообмена. Если такая необходимость была, то математическая модель дополнялась уравнением лучистого теплообмена.

При расчетах использовались несколько типов граничных условий:

1. Давление и температура атмосферного воздуха для расчетной области первого уровня.

2. Температура и расход вентиляционного воздуха на входе в вентиляционный тракт и давление на выходе из него для расчетной области второго уровня.

3. Коэффициенты теплоотдачи и температура движущейся среды для расчетных областей 3, 4 и 5 уровней.

Локальные коэффициенты теплоотдачи определялись следующим образом. После расчета температурного поля с использованием модели низшего уровня для каждого i-го элементарного участка поверхности корзины хранения ОЯТ рассчитывался тепловой поток Q_i через этот участок и его средняя температура T_i. При этом для вычисления величины Q применялась та же конечно-разностная аппроксимация, что и при расчете температурного поля, то есть использовались уже найденные значения температур в узлах разностной сетки. После этого локальные коэффициенты теплоотдачи определялись как отношение Q_i к произведению площади поверхности i-го элементарного участка на разницу температуры стенки и охлаждающей среды.

Эквивалентные теплофизические свойства на каждом из расчетных уровней или задавались, исходя из имеющейся в открытых источниках информации (эквивалентные теплофи-

зические свойства твэла и топливной сборки), или определялись расчетным путем (эквивалентные теплофизические свойства корзины хранения ОЯТ).

С применением итерационной методики была проведена серия расчетных исследований, которые позволили получить новые данные о тепловом состоянии контейнеров с ОЯТ в нормальных условиях эксплуатации и в условиях предполагаемых проектных аварий различной природы.

УДК 536.24

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ АНИЗОТРОПНЫХ ТЕЛ

Ю. М. Мацевитый, Н. А. Сафонов, В. В. Ганчин

Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины, г. Харьков

Нелинейная обратная внутренняя задача теплопроводности рассматривается как задача определения устойчивых анизотропных (ортотропных) коэффициентов теплопроводности по измеренным температурам в нескольких внутренних точках пространственной области:

$$C\frac{\partial T}{\partial \tau}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_x(T)\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_y(T)\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda_z(T)\frac{\partial T}{\partial z}\right)+F(\tau,M),\ M\in D, \tag{1}$$

$$q_{\text{v}}=q,\quad M\in\Gamma_1, \tag{2}$$

$$q_{\text{v}}=\alpha\left(T-T_{\text{ср}}\right),\quad M\in\Gamma_2, \tag{3}$$

$$T(\tau,M)\big|_{\tau=0}=0, \tag{4}$$

$$T(\tau_j,M_k)=T_{jk}^{\exp},\quad j=\overline{1,n},\quad k=\overline{1,m}. \tag{5}$$

Такая задача, как и любая обратная задача теплопроводности, ввиду нарушения причинно-следственной связи является некорректной по Адамару, что служит причиной неустойчивости получаемого решения. Для решения такой задачи её либо сводят к условно-корректной, либо оставляют некорректной, но применяют один из методов регуляризации [1–6]. В частности, для получения устойчивого решения поставленной задачи (1)–(5) используется принцип регуляризации А. Н. Тихонова [5], который сводится к минимизации функционала

$$J=\int_D\left[T(M)-T^e(M)\right]^2dM+\beta\,\Omega\left[\lambda_x(T),\lambda_y(T),\lambda_z(T)\right], \tag{6}$$

где $T(M)$ – расчётная температура; $T^e(M)$ – температура, полученная из теплофизического эксперимента; β – параметр регуляризации; $\Omega[\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z]$ – стабилизирующий функционал для всего интервала изменения температуры.

Искомые функции $\lambda_x(T),\lambda_y(T),\lambda_z(T)$ представляются в виде

$$\lambda_s(T) = \sum_{k=1}^{n} a_{ks} B_3^{ks}(T),\ s = x, y, z\ ,$$

где $B_3^{ks}(T)$ – сплайны Шенберга третьего порядка.

Тогда идентификация неизвестных коэффициентов теплопроводности сводится к определению параметров векторов $\mathbf{A}_s = (a_{1s}, a_{2s}, ..., a_{n_s s}),\ s = x, y, z$.

Минимизация функционала (6) проводится итерационным методом [7]. Представим температуру на (p+1)-й итерации с помощью двух членов ряда Тейлора

$$T^{p+1}(\tau, M, \mathbf{A}_x^{p+1}, \mathbf{A}_y^{p+1}, \mathbf{A}_z^{p+1}) \approx T^p(\tau, M, \mathbf{A}_x^p, \mathbf{A}_y^p, \mathbf{A}_z^p) + \sum_{s\in x,y,z} \sum_{k=1}^{n_s} \frac{\partial T^p}{\partial \alpha_{ks}^p} \Delta a_{ks}^{p+1}\ , \tag{7}$$

где $\mathbf{A}_s^{p+1} = \mathbf{A}_s^p + \Delta\mathbf{A}_s^{p+1}$, а $\Delta\mathbf{A}_s^{p+1} = (\Delta a_{1s}^{p+1}, \Delta a_{2s}^{p+1}, ..., \Delta a_{n_s s}^{p+1})$ – векторы приращений.

На (p + 1)-й итерации стабилизирующий функционал представляется в виде

$$\Omega\left[\mathbf{A}_s^{p+1}(T)\right] = \sum_{s\in x,y,z} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \left(w_0 \left(\lambda_s^{p+1}\right)^2 + w_1 \left(\frac{\partial \lambda_s^{p+1}}{\partial T}\right)^2 + w_2 \left(\frac{\partial^2 \lambda_s^{p+1}}{\partial T^2}\right)^2 \right) dT\ , \tag{8}$$

где $T_{\min}$, $T_{\max}$ – минимальная и максимальная расчётные температуры, а w_0, w_1, w_2 – весовые множители, которые выбираются в зависимости от априори известных свойств искомого решения.

Если подставить выражения (7) и (8) в функционал (6), заменяя интеграл по области его приближённым значением с использованием измеренной температуры в точках термометрирования, то, имея в виду необходимое условие минимума функционала (6), можно получить систему линейных уравнений относительно $\Delta a_{ks}^{p+1},\ \ s = x, y, z,\ \ k = \overline{1, n_s}$, на ($p$ + 1)-й итерации. В эту систему входит параметр регуляризации ξ, который определяем, как и в работе [8], из условия, которое было предложено в работе [1]. Считается, что параметр регуляризации выбран правильно, если для полученного решения по предложенной выше итерационной схеме выполняется такое двухстороннее неравенство

$$\left(1 - \sqrt{\frac{2}{N}}\right)\sigma^2 \le \delta^2 \le \left(1 + \sqrt{\frac{2}{N}}\right)\sigma^2\ , \tag{9}$$

где N – общее количество термометрических измерений; δ^2 – среднеквадратичное отклонение расчётной от измеренной температуры.

Алгоритм поиска параметра регуляризации ξ может быть организован по принципу поиска корня нелинейного уравнения. Очень важно при поиске двух и более искомых функций итерационный процесс по подбору параметра регуляризации проводить таким образом, чтобы при начальных значениях параметра регуляризации ξ среднеквадратичное отклонение δ^2 было больше правой части неравенства (9) т. е. чтобы получаемые искомые функции были заведомо устойчивыми, и чтобы их можно было использовать в качестве начальных приближений на следующем итерационном шаге.

Например, задача нагрева бесконечной прямоугольной призмы с ортотропными коэффициентами теплопроводности, зависящими от температуры, без источников тепла может быть формализована следующим образом:

$$C\frac{\partial T}{\partial \tau}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_x(T)\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_y(T)\frac{\partial T}{\partial y}\right),\quad (x,y)\in D, \tag{10}$$

$$q_v=\alpha(T-1),\quad M\in\Gamma, \tag{11}$$

$$T(\tau,M\big|_{\tau=0}=0. \tag{12}$$

Для численного эксперимента приняты такие зависимости ортотропных коэффициентов теплопроводности:

$$\lambda_x=1+0.5T-1.5T^2 \tag{13}$$

$$\lambda_y=0.5-0.5T+4T^2. \tag{14}$$

В качестве области D взят симметричный относительно осей координат прямоугольник с длиной $2d_x$ и шириной $2d_y$. Поскольку температурное поле, описываемое краевой задачей (10)–(14), симметрично относительно осей координат, рассматривается первая четверть координатной плоскости. Точки термометрирования расположены равномерно по координатам x и y в этом прямоугольнике на сетке

$$\omega=\left\{x_i,y_j: x_{i+1}=x_i+ih_x,\ y_{j+1}=y_j+jh_y,\ h_x=\frac{d_x}{l_x},\ h_y=\frac{d_y}{l_y}\right\}.$$

На полученное численное решение в точках термометрирования наложена случайная ошибка, распределенная по нормальному закону при σ = 0,05.

На рис. 1, 2 представлены зависимости от температуры ортотропных коэффициентов теплопроводности, полученные с помощью описанного выше метода, и точные зависимости этих коэффициентов, полученные по выражениям (13), (14) для следующих безразмерных значений величин: $d_x = 1$, $d_y = 1$, $n = 1000$, $m = 36$, $\Delta\tau = 0{,}001$, $n_x = 7$, $n_y = 7$, $w_{0x} = 0$, $w_{1x} = 0$, $w_{2x} = 1$, $w_{0y} = 0$, $w_{1y} = 0$, $w_{2y} = 1$, $l_x = 6$, $l_y = 6$, $\alpha = 1$, $T_{\min} = 0$, $T_{\max} = 0.736$.

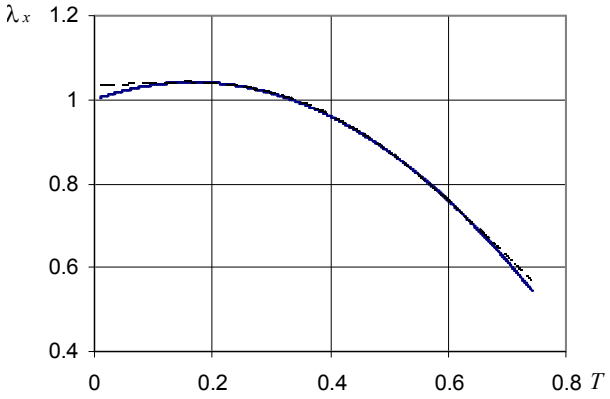


Рис. 1. Коэффициент теплопроводности λ_x: сплошная линия – в виде (13); пунктирная – полученный итерационным путём

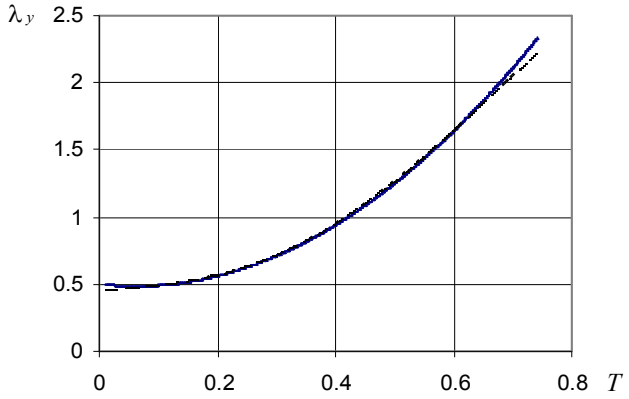


Рис. 2. Коэффициент теплопроводности λ_y: сплошная линия – в виде (14); пунктирная – полученный итерационным путём

Таким образом, решена обратная граничная задача теплопроводности для идентификации коэффициента теплопроводности анизотропного тела. Анализ полученного результата свидетельствует, что представленный подход к идентификации коэффициентов теплопро-

водности может быть успешно использован для получения теплофизических характеристик различных материалов. Между тем, для получения более точных результатов необходимо иметь значительно большее количество исходных (экспериментальных) данных, а также предусмотреть средства оценки систематических и случайных погрешностей при измерениях.

Результаты численного эксперимента показали, что, если точки измерения располагаются по всему объему тела, в котором определяются анизотропные коэффициенты теплопроводности, зависящие от температуры, то погрешность этих коэффициентов не на много превышает погрешность задания информации об измеренной температуре.

Обозначения

T – температура; $T_{ср}$ – температура внешней среды; D – область пространства, занимаемая телом; Γ_1 и Γ_2 – части границы области D; M – пространственная точка в области D; $\lambda_x(T)$, $\lambda_y(T)$, $\lambda_z(T)$ – ортотропные коэффициенты теплопроводности; α – коэффициент теплоотдачи на поверхности тела Γ_2; q – заданный тепловой поток на границе Γ_1, ν – внешняя нормаль к границе тела; $F(\tau, M)$ – функция мощности источников тепла; τ – время; n – количество измерений по временной координате; m – количество точек измерений в теле; M_k, τ_j – отдельные точки области D и времени соответственно, в которых измерена температура $T_{jk}^{\exp}$, характеризуемая случайной величиной, распределённой по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием и дисперсией σ^2.

Литература

1. Бек Дж., Блакуэлл Б., Сент-Клэр (мл.) Ч. Некорректные обратные задачи теплопроводности. М.: Мир, 1989. – 312 с.

2. Мацевитый Ю. М. Обратные задачи теплопроводности. В 2-х т. Киев: Наукова думка, 2002. Т. 1. Методология. – 408 с.; 2003. Т. 2. Приложения. – 392 с.

3. Коздоба Л. А., Круковский П. Г. Методы решения обратных задач теплопереноса. Киев: Наукова думка, 1982. – 360 с.

4. Алифанов О. М., Артюхин Е. А. Румянцев С. В. Экстремальные методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1988. – 288 с.

5. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. – 288 с.

6. Мацевитый Ю. М., Слесаренко А. П. Некорректные многопараметрические задачи теплопроводности и регионально-структурная регуляризация их решений. Киев: Наукова думка, 2014. – 292 с.

7. Круковский П. Г. Обратные задачи тепломассопереноса (общий инженерный подход). Киев: Ин-т техн. теплофизики НАН Украины, 1998. – 224 с.

8. Мацевитый Ю. М., Сафонов Н. А., Ганчин В. В. К решению нелинейных обратных граничных задач теплопроводности // Проблемы машиностроения. 2016. Т. 19, № 1. С. 28–36.

УДК 536.24

РАЗРАБОТКА НАУЧНЫХ ОСНОВ ТЕРМОАЭРОУПРУГОСТИ

Ю. М. Мацевитый, Е. А. Стрельникова, С. В. Алёхина, Н. А. Сафонов, В. В. Ганчин

Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины г. Харьков

Для усовершенствования оценки прочности элементов современных конструкций, работающих в условиях повышенных температурных, аэродинамических и силовых нагрузок необходимо учитывать все особенности явления термоаэроупругости, с которыми связан ряд актуальных проблем, в том числе проблемы аэродинамического нагрева, возникающие при спуске космических летательных аппаратов.

При исследовании явления термоаэроупругости необходимо рассматривать взаимное влияние аэродинамического давления и аэродинамического нагрева на прочностные характеристики исследуемого объекта и его устойчивость. Первые научные работы по термоаэроупругости появились более 60 лет назад [1–5]. Интерес к проблеме не снижается до сих пор, и количество научных исследований в этой области постоянно растёт [6–11].

Вследствие значительной сложности проблемы сначала изучались явления аэро- и термоупругости в несвязанной постановке. С использованием разработанных компьютерных программ находилось температурное поле, т. е. решалась задача теплопроводности. С применением программ расчёта аэродинамических характеристик определялось аэродинамическое давление на несущие поверхности. Полученные данные использовались далее при нахождении прочностных характеристик конструкции с учётом температурной и аэродинамической составляющих. Между тем исследование такого сложного явления, как термоаэроупругость, требует решения задачи в связанной постановке.

Вообще термоаэроупругость содержит две компоненты, а именно, термоупругую и аэродинамическую. Термоупругая компонента характеризует теплообмен между пограничным слоем и поверхностями конструкции, взаимодействующими с потоком газа, и её связь с термопрочностью конструкции может быть формализована уравнением

$$\rho c_v \dot{T} = \operatorname{div}\,(k\nabla T) + (3\lambda + 2\mu)\alpha\nabla(\operatorname{div}\,\mathbf{u}) - (3\lambda + 2\mu)\alpha T_0(\operatorname{div}\,\dot{\mathbf{u}}),$$

где ρ – плотность; c_v – удельная теплоёмкость; k – коэффициент теплопроводности; α – коэффициент линейного расширения; T – температура; $\mathbf{u}$ – вектор перемещения упругого тела; λ, μ – постоянные Ламе; T_0 – начальная температура.

Для расчёта аэродинамической составляющей и описания механических характеристик в общем случае можно применять уравнения Навье для различных сред. При этом уравнения движения упругого тела имеют вид

$$\rho\ddot{\mathbf{u}} = \mu\Delta\mathbf{u} + (\lambda + \mu)\nabla(\operatorname{div}\,\mathbf{u}) - (3\lambda + 2\mu)\alpha\nabla T + \mathbf{F},$$

где $\mathbf{F} = (X, Y, Z)$ – вектор внешнего воздействия:

$$X = \alpha\frac{\partial T}{\partial x} + P_x,\ Y = \alpha\frac{\partial T}{\partial y} + P_y,\ Z = \alpha\frac{\partial T}{\partial z} + P_z,$$

содержащий градиент температуры и аэродинамические составляющие P_x, P_y, P_z.

Что касается аэродинамической нагрузки, то она определяется из уравнений движения

$$\begin{cases} \rho_l \; w_x = Z_1 + \left(\dfrac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \dfrac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \dfrac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right), \\ \rho_l \; w_y = Z_2 + \left(\dfrac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \dfrac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \dfrac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right), \\ \rho_l \; w_z = Z_3 + \left(\dfrac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \dfrac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \dfrac{\partial \sigma_z}{\partial z} \right). \end{cases}$$

Здесь ρ_l – плотность жидкости или газа; w_x, w_y, w_z – компоненты ускорения жидкости или газа; Z_1, Z_2, Z_3 – компоненты объёмной силы; σ, τ – компоненты тензора напряжений жидкой или газовой сред.

Соотношения между компонентами тензоров напряжений, деформаций и скоростей определяются известными гипотезами для жидких сред. В общем случае эти соотношения имеют вид

$$\begin{pmatrix} \sigma_x & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \sigma_y & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \sigma_z \end{pmatrix} = (-p + \lambda \operatorname{div} \mathbf{V}) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + 2\mu \begin{pmatrix} \dot{\varepsilon}_x & \dot{\gamma}_{xy} & \dot{\gamma}_{xz} \\ \dot{\gamma}_{xy} & \dot{\varepsilon}_y & \dot{\gamma}_{yz} \\ \dot{\gamma}_{xz} & \dot{\gamma}_{yz} & \dot{\varepsilon}_z \end{pmatrix},$$

где λ и μ – первый и второй коэффициенты вязкости; $\mathbf{V}$ – вектор скорости жидкости или газа, p – аэродинамическое давление; ε, γ – компоненты тензора деформации. Эти уравнения дополняются условиями неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho \mathbf{V}) = 0$$

и законом изменения плотности от давления, характеризующим физические свойства жидкости или газа

$$\rho = \rho(p) .$$

Аэродинамические компоненты P_x, P_y, P_z связаны с давлением уравнениями

$$P_x = p \cos(\mathbf{n}, x), \; P_y = p \cos(\mathbf{n}, y), \; P_z = p \cos(\mathbf{n}, z) ,$$

где $\mathbf{n}$ – внешняя единичная нормаль к поверхности упругого тела.

Граничные условия связанной задачи состоят из тепловых и механических условий, а также условий совместности на поверхностях взаимодействия сред. Механические условия могут быть заданы на одной части поверхности в виде перемещений, на другой части – в виде напряжений. Тепловые условия задаются в виде температуры тела на поверхности или теплового потока через поверхность тела. В качестве начальных условий задаются значения перемещений тела, их производных и значение температуры в начальный момент времени.

Таким образом, можно констатировать, что указанный выше материал является общей формулировкой задачи термоаэроупругости в связанной постановке, чем фактически закладываются научные основы явления термоаэроупругости.

Литература

1. Budiansky B., Mayers J. Influence of aerodynamic heating on the effective torsional stiffness of thin wings // J. of the Aeronautical Sciences. 1956. Vol. 23, No. 12. P. 1081–1093.
2. Biot M. A. Influence of thermal stresses on the aeroelastic stability of supersonic wings // J. of the Aeronautical Sciences. 1957. Vol. 24, No. 6. P. 418–420.
3. Runyan H. L. and Jones N. H. Effect of aerodynamic heating on the flutter of a rectangular wing at a mach number of 2. NACA RM L58C31. 1958.
4. Rogers M. Aerothermoelasticity // Aero/Space Engineering. 1958. Vol. 17, No. 10. P. 34–43.
5. Bisplinghoff R. L., Dugundji J. Influence of Aerodynamic Heating on Aeroelastic Phenomena. Pergamon Press, 1958. P. 288–312.
6. Houbolt J. C. A Stady of Several Aerothermoelastic Problems of Aircraft Structures in High-Speed Flight. Ph. D. Thesis, Swiss Federal Institute of Technology Zurich, Switzerland, 1958.
7. Spain C. V., Soistmann D. L., Linville T. W. Integration of Thermal Effects Into Finite Element Aerothermoelastic Analysis with Illustrative Rezults. NASA CR-1059. 1989.
8. Rodgers J. P. Aerothermoelastic Analysis of a NASP-Like Vertical Fin // AIAA Paper 1992. P. 2400.
9. Adam J. Culler, Andrew R. Crowelly, Jack J. McNamara. Studies on fluid-structural coupling for aerothermoelasticity in hypersonic flow // 50th AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference. 4–7 May 2009. Palm Springs, California.
10. Воробьёв Ю. С., Дьяконенко К. Ю., Кулишов С. Б., Скрицкий А. Н. Влияние температурной неоднородности на колебания охлаждаемых монокристаллических лопаток газовых турбин // Вестн. двигателестроения. 2009. № 3. С. 140–143.
11. Жондковски Р., Воробьёв Ю. С., Овчарова Н. Ю., Евченко Т. Ю. Анализ термоупругого состояния охлаждаемой монокристаллической лопатки ГТД // Динаміка та міцність машин. 2013. № 7. С. 17–26.

УДК 536.24

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОЛОГИИ РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ТЕРМОУПРУГОСТИ ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Ю. М. Мацевитый[1], Е. А. Стрельникова[1], В. О. Повгородний[2], Н. А. Сафонов[1], В. В. Ганчин[1]

[1]Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины, г. Харьков
[2]Национальный аэрокосмический университет им. Н. Е. Жуковского "Харьковский авиационный институт", г. Харьков, Украина

Введение. Ввиду несовершенства экспериментального определения величин, входящих в математические модели тепловых процессов, оно зачастую не может служить исчерпывающим источником информации об условиях однозначности. В связи с этим в последнее время большое внимание уделяется решению обратных задач теплопроводности и термоупругости, в которых по имеющимся (весьма ограниченным) сведениям о тепловых деформациях внутри тела можно определять теплофизические свойства и геометрические характеристики объекта, идентифицировать начальные и граничные условия, а также уточнять саму математическую модель явления.

Методы решения обратных задач дают возможность проводить исследования в условиях, максимально приближенных к натурным испытаниям, или непосредственно при эксплуатации объектов, что позволяет более обоснованно их проектировать.

Аналитическое решение обратной задачи термоупругости является очень сложным, а иногда практически невозможным. Поэтому особый интерес представляют приближенные методы, в частности, численные методы решения прямых и обратных задач термоупругости.

Как известно, обратные задачи относятся к разряду некорректных задач. Они, как правило, нелинейны, а их решения, не обладая свойством единственности, являются к тому ещё и неустойчивыми. Такие некорректные задачи либо сводят к условно-корректной, и тогда не проводится регуляризация, либо оставляют некорректной, но применяют один из методов регуляризации [1–3].

Обратным задачам термоупругости, к которым сводятся задачи определения температурного поля и напряженно-деформированного состояния тела при неполной информации о тепловой нагрузке, в литературе уделено мало внимания. С одной стороны, это обусловлено сложностью задач, а с другой стороны тем фактором, что, доопределив исходную задачу дополнительной информацией о поведении параметров теплового процесса в некоторых точках тела, можно её свести к решению обратных задач теплопроводности. Исследования, основанные на таком подходе, систематизированы в монографиях [1–5]. Ниже рассмотрено использование метода регуляризации А. Н. Тихонова [1] совместно с методом функций влияния [3] для решения следующей обратной задачи термоупругости (взят упрощённый вариант длинного полого цилиндра).

Постановка задачи. В объекте, который может быть представлен в виде цилиндра $r_1 \le r \le r_2$, нет внутренних источников тепла, внутренняя его поверхность подвержена теплообмену с движущейся в цилиндре жидкой (газообразной) средой, а на внешней задан тепловой поток. В результате нагрева в цилиндре образуются термоупругие напряжения, которые, в общем случае, описываются следующими зависимостями:

$$(\lambda + 2\mu)\left[\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dy}{dr}\right) - \frac{y}{r^2}\right] - (3\lambda + 2\mu)\alpha\frac{dT}{dr} = f(r), \quad r_1 < r < r_2, \tag{1}$$

$$\sigma_r(r_1) = p_1, \quad \sigma_r(r_2) = p_2, \tag{2}$$

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(rk\frac{dT}{dr}\right) = 0, \quad r_1 < r < r_2, \tag{3}$$

$$k\frac{dT}{dr} = \beta(T - T_{\text{ср}}), \quad r = r_1; \quad -k\frac{dT}{dr} = Q, \quad r = r_2. \tag{4}$$

Предположим, что известно перемещение внешней поверхности цилиндра y_2, полученное из эксперимента

$$y_{\text{exp}} = y_2 + \delta y_2, \tag{5}$$

где δ – величина, которая характеризует ошибку эксперимента. Необходимо определить тепловой поток Q на этой поверхности.

Метод функций влияния в обратной задаче термоупругости. В силу линейности задачи термоупругости (1) её решение можно представить в виде

$$y = y_0 + qy_1, \tag{6}$$

где перемещения y_0 и y_1 будут решениями следующих краевых задач соответственно:

$$(\lambda+2\mu)\left[\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dy_0}{dr}\right)-\frac{y_0}{r^2}\right]-(3\lambda+2\mu)\alpha\frac{dT_0}{dr}=f(r),\ \ r_1<r<r_2, \tag{7}$$

$$\sigma_r(r_1)=p_1,\ \ \sigma_r(r_2)=p_2; \tag{8}$$

$$(\lambda+2\mu)\left[\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dy_1}{dr}\right)-\frac{y_1}{r^2}\right]-(3\lambda+2\mu)\alpha\frac{dT_1}{dr}=0,\ \ r_1<r<r_2, \tag{9}$$

$$\sigma_r(r_1)=0,\ \ \sigma_r(r_2)=0. \tag{10}$$

Аналогично в силу линейности задачи теплопроводности температуру можно рассмотреть в виде суммы

$$T=T_0+qT_1, \tag{11}$$

где T_0 и qT_1 – решения соответствующих краевых задач теплопроводности

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(rk\frac{dT_0}{dr}\right)=0,\ \ r_1<r<r_2, \tag{12}$$

$$k\frac{dT_0}{dr}=\beta(T_0-T_{\text{ср}}),\ \ r=r_1;\ \ -k\frac{dT_0}{dr}=0,\ \ r=r_2; \tag{13}$$

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(rk\frac{d(qT_1)}{dr}\right)=0,\ \ r_1<r<r_2, \tag{14}$$

$$k\frac{d(qT_1)}{dr}=\beta qT_1,\ \ r=r_1;\ \ -k\frac{d(qT_1)}{dr}=Q,\ \ r=r_2. \tag{15}$$

Представление функций перемещения и температуры в виде (6) и (11) соответственно, а также расщепление исходных краевых задач на отдельные краевые задачи термоупругости (7)–(10) и теплопроводности (12)–(15) даёт возможность выразить обе неизвестные функции $y(r)$ и $T(r)$ через одну неизвестную переменную q. Единичный тепловой поток на внешней поверхности цилиндра (15) порождает функции влияния y_1 и T_1.

Регуляризирующий алгоритм А. Н. Тихонова. Регуляризирующий алгоритм А. Н. Тихонова при решении линейной обратной задачи (1)–(4) сводится к минимизации функционала [1]

$$J=\left[y(r_2)-y_{\text{exp}}\right]^2+\alpha_r q^2=\left[y_0(r_2)+qy_1(r_2)-y_{\text{exp}}\right]^2+\alpha_r q^2. \tag{16}$$

Первая составляющая функционала (16) представляет собой квадрат невязки между расчётным перемещением и перемещением, известным из эксперимента (5), а вторая составляющая является стабилизатором с параметром регуляризации ξ.

Если продифференцировать этот функционал по неизвестной переменной q, то для вычисления q можно получить выражение

$$\left[\left(y_1(r_2)\right)^2+\alpha_r\right]q+\left[y_0(r_2)-y_{\text{exp}}\right]y_1(r_2)=0.$$

Итерационный процесс построения устойчивого решения обратной задачи термоупругости аналогичен приведенному в работе [5].

Заключение. Использование функций влияния даёт возможность представить температуру и термонапряжения в зависимости от одного и той же искомой величины, а метод регуляризации с эффективным алгоритмом поиска регуляризирующего параметра гарантирует получение устойчивого решения обратной задачи термоупругости.

Обозначения

λ, μ – постоянные Ламе; k – коэффициент теплопроводности; α – коэффициент линейного расширения; β – коэффициент теплоотдачи; T, $T_{ср}$ – температура тела и температура движущейся в цилиндре среды; Q – неизвестный тепловой поток; $y(r)$ – перемещение в радиальном направлении; r_1 и r_2 – радиусы внутренней и внешней поверхности цилиндра соответственно; функция $f(r)$ представляет массовые силы, σ_r – радиальная компонента напряжения.

Литература

1. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. – 288 с.

2. Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Румянцев С. В. Экстремальные методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1988. – 288 с.

3. Мацевитый Ю. М. Обратные задачи теплопроводности. В 2-х т. Киев: Наукова думка, 2002. Т. 1. Методология. – 408 с.; 2003. Т. 2. Приложения. – 392 с.

4. Мацевитый Ю. М., Слесаренко А. П. Некорректные многопараметрические задачи теплопроводности и регионально-структурная регуляризация их решений. Киев: Наукова думка, 2014. – 292 с.

5. Мацевитый Ю. М., Сафонов Н. А., Ганчин В. В. К решению нелинейных обратных граничных задач теплопроводности // Проблемы машиностроения. 2016. Т. 19, № 1. С. 28–36.

6. Дейнека В. С., Аралова А. А. Численное решение обратных краевых задач осесимметричного термоупругого деформирования толстого полого цилиндра // Компьютерная математика. 2011. № 2. С. 3–13.

УДК 536.423.1

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ТЕЛ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ТОЛЕРАНТНОМУ ТОПЛИВУ ДЛЯ АЭС

И. А. Молотова[1], А. Р. Забиров[1], В. В. Ягов[2], М. М. Виноградов[2]

[1]Объединённый институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский университет "МЭИ", г. Москва, Россия

Охлаждение высокотемпературных тел в жидкостях является важным физическим процессом для различных отраслей промышленности (например, технологии закалки), в частности, для безопасности АЭС. Возникновение тяжелой аварии с расплавлением активной зоны ядерного реактора и взаимодействие расплава с охлаждающей водой чревато опасностью

парового взрыва. Если начальная температура тела превышает критическую температуру охлаждающей жидкости, то имеет место пленочный режим кипения, характеризующийся низкими коэффициентами теплоотдачи. Во многих технологических процессах стараются избежать или сократить длительность указанного режима и добиться перехода к более интенсивному режиму кипения. После аварии на АЭС Фукусима-1 в 2011 г. были начаты широкомасштабные исследования по поиску нового устойчивого к авариям толерантного топлива. Исследование влияния свойств новых материалов на теплообмен при охлаждении в случае повторного залива активной зоны и возможность точного предсказания температуры перехода к интенсивному режиму охлаждения позволят обосновать с позиций теплофизики выбор нового вида толерантного топлива.

В одной из первых обстоятельных публикаций на данную тему [1] был представлен обзор проблем и требований к топливу нового поколения для АЭС. Концепция толерантного топлива включает в себя либо нанесение защитных покрытий на топливные элементы (в основном на основе хрома), либо полное исключение циркония из состава топливной оболочки с переходом на новые металлические сплавы (ферритовые сплавы) и керамические соединения (на основе карбида кремния).

Многочисленные отечественные и зарубежные исследования, а также исследования авторов [2] свидетельствуют о прямом влиянии свойств поверхности на теплообмен при охлаждении высокотемпературных тел в жидкостях. Например, корейские исследователи [3] экспериментально подтвердили, что особенности покрытия способствуют контактам жидкость/твердое тело и объясняют существенное увеличение скорости охлаждения и минимальной температуры пленочного кипения. Авторы отметили, что минимальная температура пленочного кипения была выше критической температуры воды даже в условиях малых недогревов жидкости.

Основная цель данной работы – экспериментальное исследование влияния свойств поверхности на теплообмен при охлаждении высокотемпературных цилиндрических тел в этаноле и воде. Эксперименты проводились на экспериментальной установке «Режимы охлаждения высокотемпературных поверхностей», НИУ «МЭИ» (интервал рабочих температур от –80 до 100 °С, интервал давлений от атмосферного до 10 МПа). Схема и описание экспериментальной установки приведены в [4, 6].

Рабочие образцы представляют собой медные цилиндры со сферической головкой диаметром 10 мм и длиной 50 мм. Чертеж рабочего образца и технология крепления термопар представлены на рис. 1. Термопара (4) вставляется в центр образца (1). Горячий спай надёжно фиксируется благодаря графитовому уплотнению (2) после вкручивания трубки-державки (3) в образец. Медь была выбрана в качестве основного материала из-за ее высокой теплопроводности, однако этот металл имеет низкую стойкость к окислению, особенно при высоких температурах. Были созданы четыре медных образца с различными типами покрытий. Один вид покрытия был получен золочением медного образца, другой – плазменным нанесением порошка нержавеющей стали 36Х18Н25 различной толщины и шероховатости (таблица).

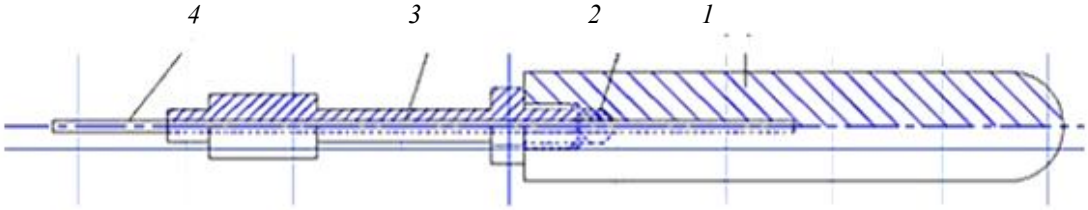


Рис. 1. Крепление термопар в образце: *1* – образец; *2* – уплотнение из графита; *3* – трубка-державка; *4* – кабель термопары

Параметры покрытий

Материал	Максимальная толщина, мкм	Rz, мкм	Ra, мкм
Золото	5	6	1
Нерж. сталь_1	75	45	7
Нерж. сталь_2	150	86	15
Нерж. сталь_3	275	168	29

Первые эксперименты были проведены на этаноле при атмосферном давлении при постоянной температуре жидкости +50 °С. Экспериментально обнаружен рост температуры начала интенсивного режима охлаждения на образцах с покрытием из материала с низкой тепловой активностью. В случае золотого покрытия общее время охлаждения составляет около 36 с (кривая 1, рис. 2), в случае поверхности нерж. сталь_3 – всего 11 с (кривая 4, рис. 2). Следует отметить, что для покрытий из нержавеющей стали с увеличением толщины и шероховатости покрытия охлаждение идёт более интенсивно.

Следующие эксперименты были проведены на недогретых жидкостях под высоким давлением. Результаты, полученные на этаноле, представлены на рис. 3. В качестве рабочих образцов использовались образцы с золотым покрытием и покрытием из нержавеющей стали (нерж. сталь_3). Охлаждение проходило от начальной температуры 400 °С. Температура этанола составляла +50 °С. Полученные термограммы демонстрируют, что увеличение давления от 0,1 до 0,5 МПа ведёт к уменьшению времени охлаждения почти в 1,5 раза для обоих образцов. Это обусловлено более интенсивным теплообменом в режиме устойчивого пленочного кипения и увеличением температуры начала интенсивного режима охлаждения. Для полированной золотой поверхности эта температура возрастает на 50 К, а для шероховатой поверхности из нержавеющей стали – на 100 К.

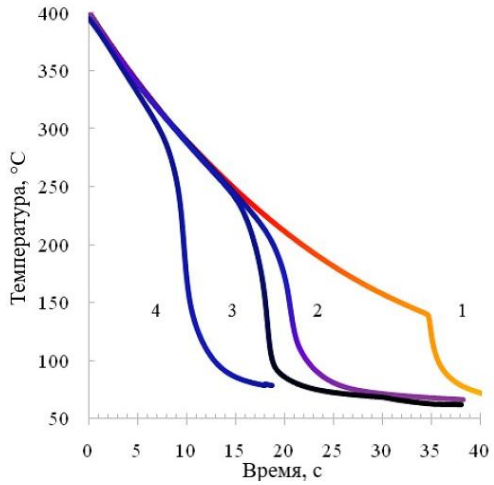


Рис. 2. Термограммы охлаждения медного цилиндра с различными покрытиями в этаноле при +50 °С при атмосферном давлении. Виды покрытий: 1 – золото; 2 – нерж. сталь_1; 3 – нерж. сталь_2; 4 – нерж. сталь_3

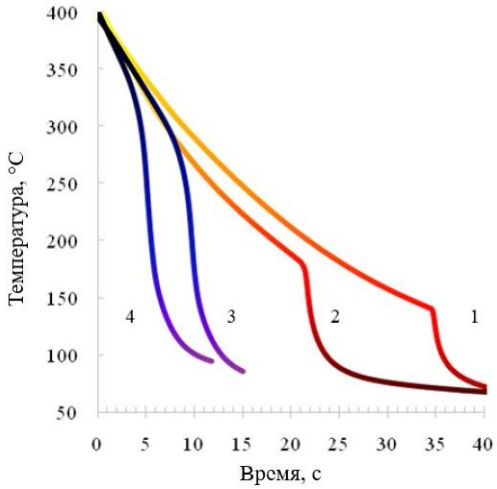


Рис. 3. Термограммы охлаждения медного цилиндра с различными покрытиями в этаноле +50 °С при различных давлениях. Золотое покрытие: 1 – 0,1 МПа; 2 – 0,5 МПа; нерж. сталь_3: 3 – 0,1 МПа; 4 – 0,5 МПа

В случае воды наблюдаются похожие эффекты, но скорости охлаждения намного выше как при устойчивом плёночном кипении, так и в режиме интенсивного охлаждения. Время охлаждения обоих образцов меньше по сравнению с охлаждением в этаноле, причем начальная температура образцов на сто градусов выше при меньшем недогреве жидкости (рис. 4). К сожалению, не удалось определить критическую температуру поверхности (например, температуру Лейденфроста) на цилиндре с покрытием из нержавеющей стали, так как интенсив-

ный режим охлаждения возник сразу после погружения образца в воду. Для золотого покрытия температура перехода близка к критической температуре воды, тогда как для всех остальных случаев эта температура выше. Это явление вызывает интерес, поскольку при такой температуре поверхности прямой контакт жидкости и твердого тела невозможен.

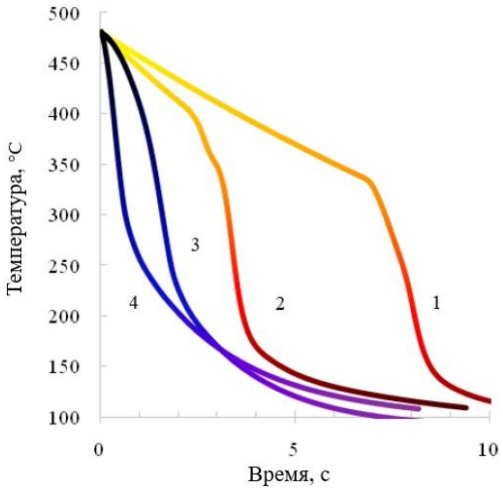


Рис. 4. Термограммы охлаждения медного цилиндра с различными покрытиями в воде +80 °C при различных давлениях. Золотое покрытие: 1 – 0,1 МПа; 2 – 0,3 МПа; нерж. сталь_3: 3 – 0,1 МПа; 4 – 0,3 МПа

Экспериментально было подтверждено, что процесс охлаждения зависит от нескольких факторов:

1. Температуры охлаждающей жидкости. В жидкостях с высокой теплотой испарения и поверхностным натяжением, а также низкой вязкостью процесс закалки протекает более интенсивно.

2. Материала покрытий (теплофизические свойства и шероховатость). Температура перехода к интенсивному режиму выше для покрытий с низкой теплоемкостью и высокой шероховатостью.

3. Недогрева жидкости. С увеличением недогрева жидкости растёт температура перехода к интенсивному режиму теплообмена.

4. Давления. С ростом давления также растёт температура перехода.

Механизмы возникновения интенсивного режима кипения очень сложны. Исследования [5–7] показывают, что этот режим теплоотдачи имеет место только при нестационарных процессах охлаждения высокотемпературных тел и начинается в конкретных точках охлаждаемой поверхности – на выступах шероховатости или участках с низкой тепловой активностью, обеспечивая при этом периодические контакты жидкость/твердое тело в этих точках. Приближенная физическая модель, предложенная в 2018 г. [2], дает пояснения этим механизмам и позволяет прогнозировать температуру перехода к интенсивному режиму теплообмена с приемлемой точностью.

Исследования были проведены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 19-38-60057.

Литература

1. Zinkle Steven J., Was G. S. Materials challenges in nuclear energy // Acta Materialia. 2013. Vol. 61.3. P. 735–758.

2. Yagov V. V., Zabirov A. R., Kanin P. K. Heat Transfer at cooling high-temperature bodies in subcooled liquids // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 126, Pt A. P. 823–830.

3. Kang J. et al. Minimum heat flux and minimum film-boiling temperature on a completely wettable surface: Effect of the Bond number // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 120. P. 399–410.

4. Yagov V. V. et al. Film boiling of subcooled liquids. Part I: Leidenfrost phenomenon and experimental results for subcooled water // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 100. P. 908–917.

5. Yagov V. V. et al. Film boiling of subcooled liquids. Part II: Steady regimes of subcooled liquids film boiling // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 100. P. 918–926.

6. Yagov V. V. et al. Heat transfer during cooling of high temperature spheres in subcooled water at different pressures // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 110. P. 219–230.

7. Dedov A. V., Zabirov A. R., Sliva A. P. et al. // High Temp. 2019. P. 57–63.

УДК 620.93: 544.3.01

ТЕПЛОАККУМУЛИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЯ КРУПНОГАБАРИТНЫХ НАДУВНЫХ КОСМИЧЕСКИХ КОНСТРУКЦИЙ

А. В. Моржухина[1], А. В. Нетелев[1], Д. Р. Рамазанова[1], А. М. Моржухин[2]

[1]Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия
[2]Государственный университет «Дубна», г. Дубна, Россия

Тенденция развития современной космонавтики подразумевает создание долговременных обитаемых станций на орбите Земли и на поверхности Луны как для исследовательских миссий, так и для решения прикладных задач. Одним из перспективных направлений создания таких крупных объектов является использование в качестве их основы гибких надувных оболочек. В настоящее время имеется ряд успешных примеров применения надувных оболочек в качестве элементов конструкции космических аппаратов [1]. Для обеспечения удобства эксплуатации и надежности таких надувных элементов конструкции важно правильно рассчитать их температурный режим на протяжении всех этапов эксплуатации. Вследствие большой площади поверхности и, подчас, сложной геометрии надувных оболочек целесообразно в качестве основных систем обеспечения тепловых режимов использовать теплоаккумулирующие системы.

Использование в качестве основы долговременных космических станций надувных элементов конструкции позволит решить ряд проблем, связанных с созданием крупногабаритных объектов:

- упрощение процедуры выведения и доставки корпусов крупногабаритных космических станций;
- повышение общей надежности конструкции за счет использования автономных элементов конструкции;
- снижение стоимости конструкции за счет использования более дешевых полимерных материалов и снижении стоимости выведения;
- снижение суммарного веса конструкции станции.

Среди множества факторов окружающей космической среды, которые необходимо учитывать при проектировании крупногабаритных надувных оболочек, прежде всего, стоит выделить те факторы, которые могут повлечь опасность для жизни и здоровья экипажа. Их можно разбить на три основные группы:

- радиационная опасность;

- опасность разгерметизации;
- поддержание температурно-влажностного режима.

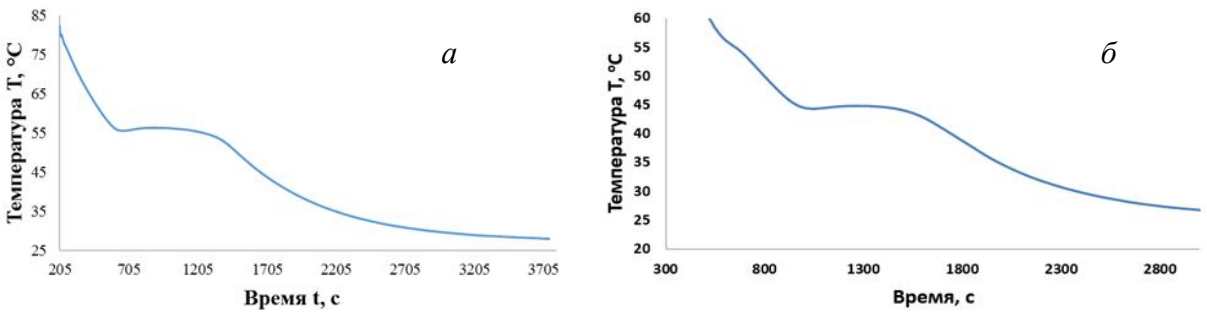
Вследствие больших геометрических размеров надувных оболочек тепловое состояние может так же влиять на их ориентацию в пространстве и герметичность отдельных отсеков.

С этой целью для таких конструкций планируется разработать специальную теплоаккумулирующую систему обеспечения теплового режима на основе теплоносителей с фазовым переходом кристалл–жидкость.

В настоящее время среди общедоступной информации отсутствуют надежные экспериментальные данные по теплоте плавления, предкристаллизационным переохлаждениям, устойчивости теплофизических свойств при многократно чередующихся процессах типа «плавление ↔ кристаллизация». Анализ статей и анализ последующих изобретений и других литературных источников свидетельствует об отсутствии систематических исследований систем двойных и тройных кристаллогидратов [2]. Даже для индивидуальных кристаллогидратов по одному из важнейших параметров – теплоте фазового превращения – имеются самые противоречивые литературные данные [3]. Так, для тригидрата ацетата натрия приводятся следующие показатели: 290; 220; 180 кДж/кг, для пентагидрата тиосульфата натрия: 140; 193,55; 201 кДж/кг, для глауберовой соли 251 и 243,6 кДж/кг и т. д. [2].

В обзоре [3] по состоянию на 1989 г. проанализированы теплофизические свойства 178 кристаллогидратов неорганических солей, только для 15 из них определен весь комплекс теплофизических свойств: температура и теплота фазового перехода, теплоемкость и плотность в твердой и жидкой фазе, теплопроводность. При получении композитных материалов на основе кристаллогидратов практически не уделяется внимание рассмотрению возможности химического взаимодействия между компонентами. Опираться только на данные, полученные из литературных источников при выборе оптимальных теплоаккумулирующих материалов, не представляется возможным, поскольку даже небольшая погрешность в измерении теплофизических свойств приводит к значительным ошибками при моделировании системы хранения тепловой энергии, а также слишком серьезен разброс в данных, полученных разными исследователями.

Результат исследования температурной истории композитных теплоаккумулирующих эвтектических составов на основе нитрата цинка и нитрата магния показан на рисунке. На графиках представлена зависимость изменения температуры от времени в процессе остывания при нормальных комнатных условиях в десятикратной повторности. Видно, что во время процесса кристаллизации температура остается неизменной на протяжении длительного времени. В экспериментах использовалось 4 грамма смеси. В дальнейшем планируется определить величины плотности полученных смесей для расчетов важного параметра плотности аккумулирования тепла (кВт·ч/м^3) [4]. Создание композитной смеси дает возможность использования кристаллогидратов солей в качестве доступного высокоэффективного теплового аккумулятора за счет снижения переохлаждения, фазовой сегрегации и увеличения энтальпии фазового перехода [5, 6].



Зависимость изменения температуры композита нитрата цинка (*а*) и нитрата магния (*б*) от времени

В работе планируется провести экспериментальное исследование теплофизических, физических и термохимических свойств теплоаккумулирующих материалов.

Для обоснованного выбора конструкции системы обеспечения тепловых режимов гибких надувных оболочек необходима точная информация о теплофизических характеристиках теплоаккумулирующего материала. Для ее получения планируется воспользоваться методами синхронного термического анализа и дифференциальной сканирующей калориметрии.

Полученные характеристики теплоносителя позволят провести моделирование и выбор конструкции системы обеспечения теплового режима. Для моделирования тепловых процессов в системе обеспечения тепловых режимов планируется воспользоваться программным комплексом, созданным на базе кафедры 601 МАИ и позволяющего оценить тепловые нагрузки и тепловое состояние космического объекта на протяжении одного цикла функционирования [7].

Литература

1. Алифанов О. М., Будник С. А., Нетелев А. В. Пат. на изобретение № 2528506 РФ «Развертываемое тормозное устройство для спуска в атмосфере планет». Дата регистрации 23.07.2014.

2. Александров В. Д., Соболь О. В., Соболев А. Ю., Марченкова Ю. А. Использование теплоаккумулирующих материалов на основе кристаллогидратов солей натрия в транспортных средствах // Вісник Донецької академії автомобільного транспорту. 2015. № 1. С. 34–41.

3. Мозговой А. Г., Шпильрайн Э. Э., Дибиров М. А., Бочков М. М., Левина Л. Н., Кенисарин М. М. Теплофизические свойства теплоаккумулирующих материалов. Кристаллогидраты: Обзоры по теплофизическим свойствам веществ // ТФЦ. 1990. Т. 82, № 2. С. 3–105.

4. Моржухин А. М., Тестов Д. С., Моржухина С. В., Корокин В. Ж. Критерии выбора и теплофизические свойства низкотемпературных теплоаккумулирующих материалов для систем хранения тепловой энергии (обзор) // Альтернативная энергетика и экология (ISJAEE). 2019. № 22–27. С. 92–106.

5. Lin Y., et al. Review on thermal conductivity enhancement, thermal properties and applications of phase change materials in thermal energy storage // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2018. Vol. 82. P. 2730–2742.

6. Crespo A., Barreneche C., Ibarra M., Platzer W., Latent thermal energy storage for solar process heat applications at medium-high temperatures – A review // Solar Energy. 2019. Vol. 192. P. 3–34.

7. Алифанов О. М., Будник С. А., Михайлов В. В., Ненарокомов А. В. Экспериментально-вычислительный комплекс для исследования теплофизических свойств теплотехнических материалов // Тепловые процессы в технике. 2009. Т. 1, № 2. С. 49–60.

УДК 536.2

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО КОНТАКТА ШЕРОХОВАТЫХ ТЕЛ

М. В. Мурашов

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Температурное поле составных конструкций из высокотеплопроводных материалов существенно зависит от тепловой проводимости контактов, оценка которой всегда являлась проблемной областью в исследованиях по теплообмену [1]. Трудность состоит в том, что из-за шероховатости поверхности тепло передается главным образом через пятна непосредственного контактирования выступов шероховатости. Выступы шероховатости обладают существенной стойкостью к деформации при прижатии контактирующих тел, что приводит к невозможности полного смятия рельефа. Это происходит ввиду комбинации следующих факторов – первоначального наклепа, упругопластического упрочнения, размерного эффекта внедрения (ISE), наличия микрошероховатости, влияния формы выступов.

Предложен ряд моделей дискретного контакта, наиболее известные из которых модели Гринвуда–Вильямсона и Персона. Однако большая часть моделей не раскрывает физику процесса контактирования, в том числе не учитывает форму рельефа и неравномерность свойств материала. В сравнении с предложенными ранее моделями наиболее точным и надежным считается эксперимент, однако даже там, где он осуществим, возможности эксперимента ограничены и недостаточны.

Для определения тепловой контактной проводимости металлических шероховатых тел в данной работе предлагается подход, основанный на использовании пространственной конечно-элементной модели контактного упругопластического деформирования шероховатых приповерхностных областей микронных размеров (рис. 1). В этой модели учитываются взаимное влияние выступов на характеристики контакта и их индивидуальные взаимодействия, в том числе боковые. Кроме того, даже простые конечно-элементные модели всё чаще используются для валидации аналитических стохастических моделей шероховатого контакта [2, 3].

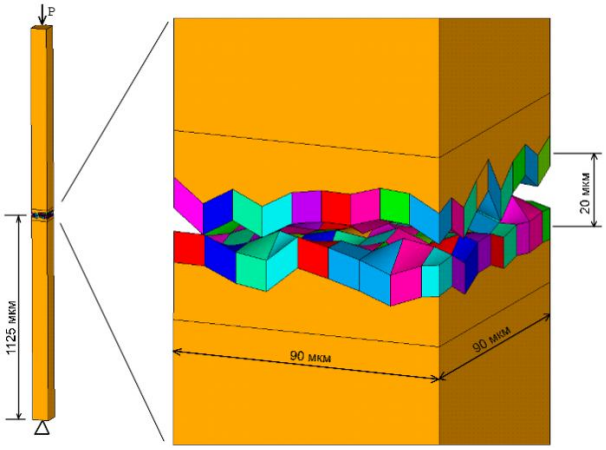


Рис. 1. Модель контакта со слоями на поверхности тел, содержащими объемы индивидуальных свойств материала

Задача решается в трехмерной постановке при контактировании двух неровных поверхностей друг с другом, что отличается от традиционного подхода большинства моделей, когда рассматривается контакт эквивалентной шероховатой поверхности с недеформируемой плоскостью. Упрочнение поверхности представлено неравномерным распределением в модели пластических свойств материала вначале контактирования и их изменением в процессе деформирования.

На поверхности материала вводится слой, в котором кривая упрочнения изменяется в зависимости от глубины внедрения в поверхность выступов при контакте. Для этого слоя на основе [4] можно записать выражение, подобное зависимости Холла–Петча [5]

$$\sigma = \sigma_y + \frac{B}{\sqrt{l}}\varepsilon^{Pn}.$$

Константы получаются по результатам индентирования [6].

В конечно-элементной модели материал в слое разбивается на независимые объемы, соответствующие выступам шероховатости с уникальными, постоянно пересчитываемыми по мере деформирования кривыми упрочнения, обусловленными степенью взаимного проникновения контактирующих поверхностей на данном участке. Сверху и снизу к модели приложены конвективные тепловые потоки. Параметры теплообмена на верхней поверхности α_1 = 5000 Вт/(м^2·К), T_{f1} = 330 К, а на нижней α_2 = 1000 Вт/(м^2·К), T_{f2} = 273 К. В области фактического контакта предполагается наличие граничного контактного сопротивления.

Проводимость через шероховатый контакт можно рассчитать по формуле

$$\alpha = \left(\frac{T_1 - T_2}{\alpha_1 \left(T_{c1} - T_1 \right)} - \frac{2\delta - u_z}{\lambda} \right)^{-1}.$$

Материалом контактирующих тел является алюминий АД1. Для решения используется конечно-элементный программный комплекс ANSYS с дополнительно написанными на языке APDL программами. Результаты расчета распределения температур при номинальном давлении 20 МПа показаны на рис. 2.

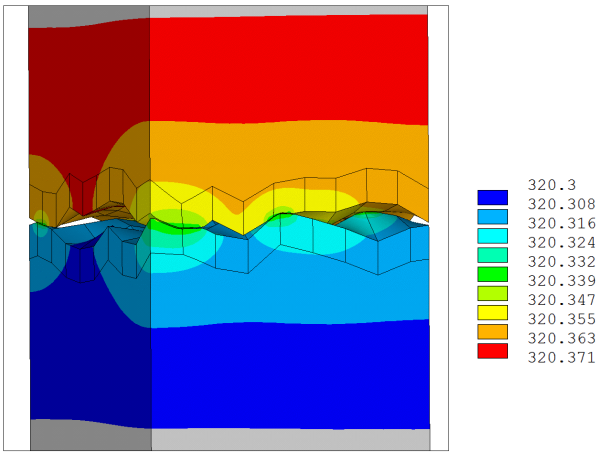


Рис. 2. Распределение температур (К) при P = 20 МПа

По результатам расчетов определено, что учет размерного эффекта внедрения необходим и значительно снижает площадь фактического контакта, а следовательно, и тепловую контактную проводимость, приближая ее к экспериментальным данным (рис. 3).

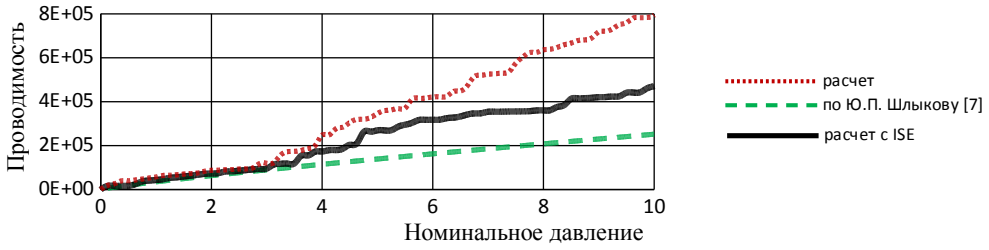


Рис. 3. Зависимость тепловой контактной проводимости (Вт/(м^2·К) от номинального давления (МПа)

Возможность применения разработанного метода моделирования теплового контакта и модели продемонстрирована на примере нестационарного термомеханического расчета модели болтового крепления гироблока к платформе (рис. 4).

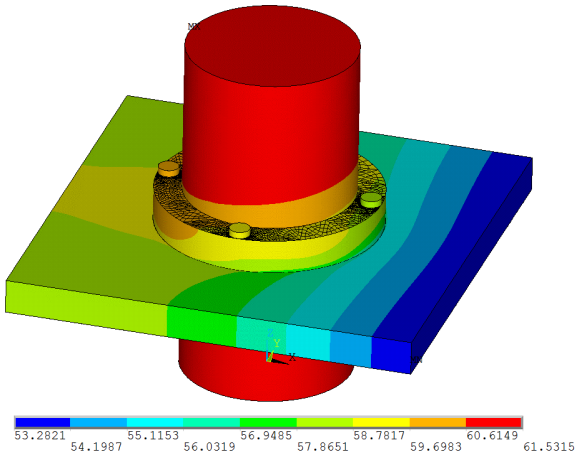


Рис. 4. Распределение температур в модели сборки гироблок–платформа (°C)

В работе рассмотрены проблемы разработки детерминированных моделей тепловых контактов. Предложена новая детерминированная конечно-элементная модель, основанная на физике процесса теплового контакта.

Обозначения

σ_y – предел текучести, Па; B – константа, характеризующая наклеп материала поверхности, МПа; n – показатель упрочнения материала, ε^P – пластическая деформация, l – текущая глубина внедрения, мкм; l_{max} – значение l для максимального углубления индентора, мкм; P – давление, Па; T_1, T_2 – среднее значение температуры на контактирующих поверхностях, К; α_1 – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); u_z – перемещение верхней поверхности верхнего тела по оси z, м; λ – коэффициент теплопроводности для одинакового материала тел, Вт/(м·К); δ – номинальная высота контактирующих тел, м.

Литература

1. Wang A. L., Zhao J. F. Review of prediction for thermal contact resistance // Science China. Technological Sciences. 2010. Vol. 53, No. 7. P. 1798–1808.

2. Müser M. H., Dapp W. B., Bugnicourt R. et al. Meeting the contact-mechanics challenge // Tribology Letters. 2017. Vol. 65, No. 4. P. 1–18.

3. Yang C., Persson B. N. J. Contact mechanics: contact area and interfacial separation from small contact to full contact // J. of Physics: Condensed Matter. 2008. Vol. 20, No. 21. 13 p

4. Hou X. D., Bushby A. J., Jennett N. M. Study of the interaction between the indentation size effect and Hall–Petch effect with spherical indenters on annealed polycrystalline copper // J. of Physics D: Applied Physics. 2008. Vol. 41. P. 074006.

5. Hall E. O. The Deformation and ageing of mild steel: III discussion of results // Proceedings of the Physical Society. Section B. 1951. Vol. 64, No. 9. P. 747–753.

6. Мурашов М. В., Корнев Ю. В. Исследование упругопластического поведения элемента шероховатости // ЖТФ. 2014. Т. 84, № 3. С. 75–81.

7. Шлыков Ю. П., Ганин Е. А., Царевский С. Н. Контактное термическое сопротивление. М.: Энергия, 1977. – 328 с.

УДК 621.43

МЕТОДИКА МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА В СИСТЕМЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ДВИГАТЕЛЯ С УЧЕТОМ КИПЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Л. Л. Мягков, В. М. Сивачев

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Развитие среднеоборотных высокофорсированных дизелей, применяемых на транспортных установках и в качестве резервных дизель-генераторов, сопровождается стремительным ростом их мощностных показателей. Последнее ставит остро проблему тепловой напряженности охлаждаемых деталей дизеля, в первую очередь, крышек и втулок цилиндров, выход из строя которых связан в основном с образованием термоусталостных трещин. Это, в свою очередь, приводит как к необходимости нормализации теплового состояния теплонапряженных деталей, так и к необходимости в достоверной оценке их температурного поля. В настоящее время в обоих аспектах большую роль играет процесс кипения жидкости в полостях охлаждения, позволяющий существенно интенсифицировать теплообмен на стенках проточной части. Существующие методики математического моделирования сопряженного теплообмена в системе охлаждения двигателя с учетом кипения жидкости имеют ряд существенных недостатков (в частности, высокие ресурсозатраты), поэтому есть необходимость в создании нового подхода [1–4].

В основе разработанной в настоящей работе методики лежит математическая модель, к основным допущениям которой можно отнести:

– охлаждающая жидкость считается вязкой, ньютоновской и несжимаемой средой;

– течение жидкости стационарное и турбулентное;

– теплофизические свойства воды и материалов деталей являются функциями температуры.

К основным уравнениям математической модели относятся уравнения неразрывности, движения и энергии, записанные в форме Рейнольдса. Процессы турбулентного переноса описываются с помощью высокорейнольдсовой k-ω SST модели турбулентности Ментера [5]. Рассматриваемая задача теплообмена в полостях охлаждения двигателя является сопряженной, поэтому уравнение энергии решается во всей расчетной области.

На основании приведенной выше математической модели определяются температурные поля деталей и охлаждающей жидкости. Далее на стенках проточной части выделяются ячейки сеточной модели, где температура жидкости превышает температуру насыщения. В этих зонах в ходе повторного расчета на границе раздела сред устанавливается адиабатический интерфейс и применяется модель кипения, которая реализуется с помощью источниковых членов в уравнении энергии (рис. 1):

$$S_{E,ж} = \frac{q_{конв}}{\delta}; \quad S_{E,т} = -\frac{q_w A}{V},$$

где полный тепловой поток на стенке q_w определяется согласно модифицированной модели кипения Дж. Чена [6], предложенной в [7]:

$$q_w = q_{конв} + q_{кип.нед}.$$

Верификация математической модели была проведена по экспериментальным данным, полученным в работе [7], в которой исследовалось кипение с недогревом воды в горизонтальном канале. Также были решены тестовые задачи по верификации процессов конвективного и турбулентного переноса массы. Сравнение расчетных и экспериментальных данных показало хорошую согласованность результатов.

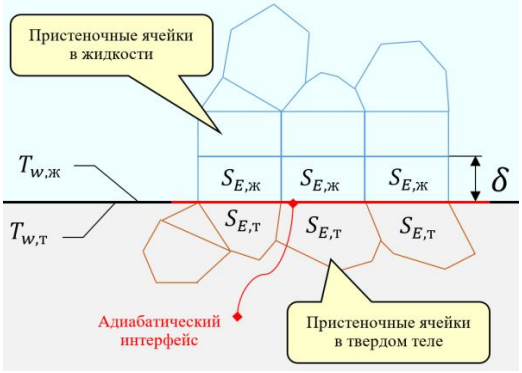


Рис. 1. Моделирование сопряженного теплообмена при кипении с недогревом

Разработанная математическая модель и методика используются для оценки теплового состояния среднеоборотного дизеля 12ЧН26,5/31 (Д500) производства ОАО «Коломенский завод». На рис. 2 изображена расчетная область, которая состоит из подобласти Ф, занятой деталями двигателя, подобласти Ω, занятой жидкостью, и воздушных полостей Ψ. Сгенерированная сеточная модель состоит из 120 млн. полиэдрических гексагональных ячеек. Численное моделирование осуществлялось для режима максимальной мощности при частоте вращения 1000 об/мин, среднем эффективном давлении 27 бар и максимальном давлении сгорания 200 бар.

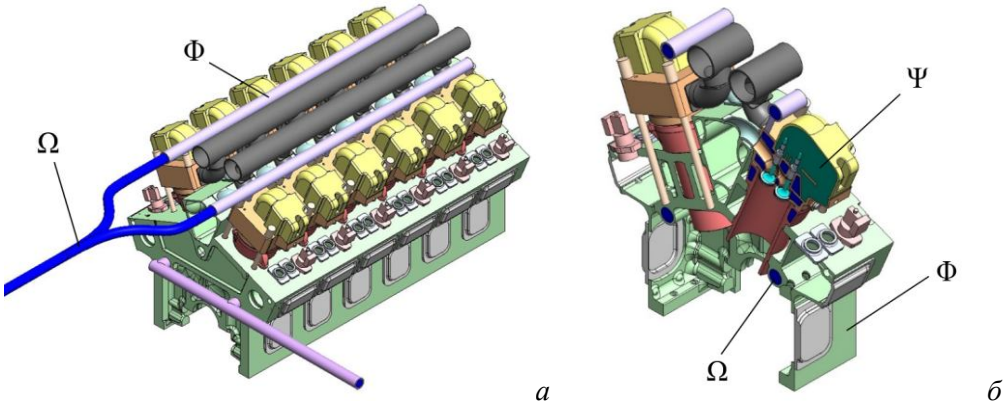


Рис. 2. Расчетная область (*а*) и фрагмент расчетной области (*б*): Ω – область, занятая охлаждающей жидкостью; Ф – область, занятая деталями двигателя; Ψ – воздушная полость

По итогам выполненных расчетов (рис. 3) максимальная температура крышки цилиндра составляет 485 °С, выпускного клапана – 680 °С, впускного клапана – 552 °С, втулки цилиндра – 335 °С. Максимальная температура крышки цилиндра близка к предельной и может привести к снижению долговечности детали.

Таким образом, разработана методика математического моделирования сопряженного теплообмена в полостях охлаждения ДВС, учитывающая кипение жидкости. К преимуществам данной методики можно отнести то, что:

– отсутствует итерационная увязка температурных полей жидкости и деталей двигателя;

– паровая фаза не моделируется;

– к жидкости подводится только конвективный тепловой поток (в существующих методиках обычно полный тепловой поток расходуется на подогрев жидкости).

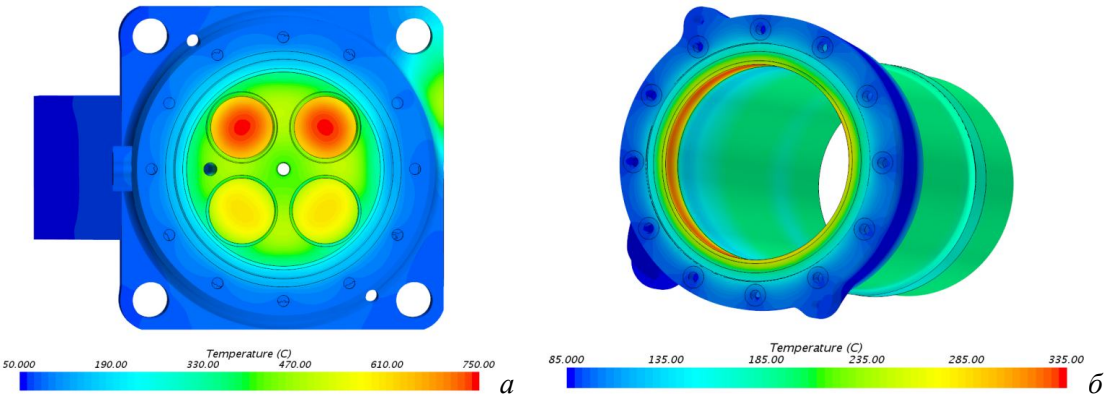


Рис. 3. Температурные поля крышки цилиндра с клапанами (*а*) и втулки цилиндра (*б*)

Разработанная методика может быть использована для оценки теплового состояния деталей двигателя, в частности, для решения задач, связанных с оптимизацией формы проточной части полостей охлаждения, что позволяет снизить тепловую напряженность крышек и втулок цилиндров.

Обозначения

A – площадь грани пристеночной ячейки на границе раздела сред, м^2; S_E – источниковый член в уравнении энергии; $q_{конв}$ – плотность конвективного теплового потока, Вт/м^2; q_w – плотность полного теплового потока на стенке, Вт/м^2; $q_{кип.нед}$ – плотность теплового потока, вызванная кипением с недогревом в потоке жидкости, Вт/м^2; V – объем пристеночной ячейки, м^3; δ – толщина пристеночного слоя ячеек, м.

Литература

1. Новенников А. Л. Теоретические аспекты, методы и пути улучшения теплового состояния охлаждаемых деталей поршневых двигателей: дис. … докт. техн. наук. Ярославль, 1993. – 213 с.

2. Краснокутский А. Н. Методика определения теплового и напряжённо-деформированного состояния крышек цилиндров транспортных дизелей с учётом неупругого деформирования материалов. дис. … канд. техн. наук. М., 1992. – 166 с.

3. Myagkov L. L., Strizhov E. E., Malastovskii N. S. Modeling of the thermal state of the diesel cylinder cover with allowance for liquid flow in the cooling cavity // Heat Transfer Research. 2008. T. 39, № 8. C. 685–694.

4. Мягков Л. Л., Маластовский Н. С., Дьякова Л. Н., Блинов А. С. Исследование напряженно-деформированного состояния крышки цилиндра высокофорсированного дизеля // Изв. ВУЗов. Машиностроение. 2015. № 2 (659). С. 42–52.

5. Menter F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. Vol. 32, No. 8. P. 1598–1605.

6. Chen J. C. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow // Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development. 1966. Vol. 5, No. 3. P. 323–329.

7. Steiner H., Kobor A., Gebhard L. A wall heat transfer model for subcooled boiling flow // Int. J. of Heat Mass Transfer. 2005. Vol. 48. P. 4161–4173.

УДК 536.24

СИСТЕМА ОПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛОВОЙ ОРИЕНТАЦИИ МАЛОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ОСНОВЕ МЕТОДОЛОГИИ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФИЛЬТРА КАЛМАНА

А. В. Ненарокомов[1], Е. В. Чебаков[1,2], И. В. Крайнова[1], Д. Л. Ревизников[1], А. Б. Надирадзе[1], С. А. Будник[1], Д. М. Титов[1]

[1]Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет) МАИ, г. Москва, Россия
[2]НПО им. С. А. Лавочкина, г. Химки, Московская область, Россия

Изменение парадигмы проектирования космических аппаратов (КА) в сторону их миниатюризации привело к быстрому темпу развития нового класса – малых космических аппаратов (МКА). Как и большие аппараты, они решают задачи дистанционного зондирования и исследования атмосферы Земли, применяются в миссиях биологического характера и других научных направлений, для обучения в студенческих проектах и др. Сейчас ведутся активные работы по применению МКА на орбитах Марса. Например, миссия Mars Cube One (MarCO), которая была запущена 5 мая 2018 года вместе с другим аппаратом – InSight. Имеются другие проекты по использованию аппаратов малого класса для исследования солнечной системы. Более того, есть даже идеи по отправке их за пределы солнечной системы для изучения дальнего космоса и экзопланет.

Ужесточение условий эксплуатации и неминуемые усложнения задач, которые ставятся перед МКА, приводят к следующим аспектам. Первое – это рост вычислительной мощности бортовых компьютеров. Второе – необходимость увеличения надежности систем аппарата. Увеличение мощности бортового компьютера приводит к большему негативному влиянию со стороны радиации и высокоэнергетических частиц, так как размер транзисторов в процессоре уменьшаются. В результате чего могут возникать неполадки в виде одиночных сбоев. В худшем случае – переход в безопасный режим аппарата или перезагрузка систем. Для решения этих задач есть как аппаратные, так и программные методы, двойное или тройное резервирование.

Не всегда получается полностью устранить все неполадки. Неполадки могут нести различный характер, от включения/выключения какого-либо нагревателя до временной потери ориентации аппарата, а переход в безопасный режим аппарата или перезагрузка системы – к необходимости восстановления углового положения. Для большинства миссий потеря ориентации является недопустимой и может привести к ухудшению ситуации. Это приводит к необходимости увеличения надежности каждой системы.

В представленной работе анализируется возможность создания автономной или резервной системы определения углового положения аппарата на основе методологии обратных задач теплообмена. Данный подход сводится к решению двух обратных задач теплообмена. Первая обратная задача заключается в оценке тепловых потоков, падающих на элементы поверхности аппарата, по внутренним температурным измерениям с помощью датчиков радиационных тепловых потоков, а вторая – в определении углового положения КА по полученным значениям суммарных тепловых потоков.

Для определения угловой ориентации КА используются оценки радиационного теплового воздействия на элементы конструкции, которые имеют различную ориентацию относительно внешних тепловых потоков: прямого и отраженного от планеты солнечных излучений, а также собственного излучения планеты. При небольшом изменении угловой скорости

аппарата можно восстановить его угловое положение после сбоя, в результате которого оно была потеряно. В работе проведены расчеты по определению углового положения КА и исследования по устойчивости результатов. Моделирование показало достаточную вычислительную эффективность предложенного алгоритма.

УДК 539.2:536.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА ТИПА ВВЭР−1200, ПРЕДСТАВЛЕННОЙ В ВИДЕ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ

Н. В. Павлюкевич, С. П. Фисенко, А. И. Шнип, Ю. А. Ходыко

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск

При исследовании теплового режима во всей активной зоне температурное поле, строго говоря нельзя считать одномерным. Будем рассматривать активную зону реактора ВВЭР−1200 как пористую среду в двумерном приближении с учетом дополнительного эффекта, связанного с переносом тепла за счет хаотического перемешивания, вызванного обтеканием многочисленных цилиндрических элементов и дистанционирующих решеток. Тепловыделение происходит в 50 856 твэлах, собранных в 163 тепловыделяющие сборки (ТВС), при этом охлаждение осуществляется прокачкой теплоносителя (воды) под давлением 16.2 МПа.

В феноменологической теории взаимопроникающих континуумов система уравнений для гетерогенной среды записывается на основе законов сохранения массы, импульса и энергии для каждой фазы. Применительно к пористой среде (с неподвижной твердой фазой) указанную систему уравнений запишем в следующем виде:

$$\rho_{\text{fl}}\left(\frac{\partial v_z}{\partial t}+v_r\frac{\partial v_z}{\partial r}+v_z\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)=-\frac{\partial p}{\partial z}-g\rho-\xi_{\text{II}}\rho v_z\frac{|v|}{2d}, \tag{1}$$

$$\rho_{\text{fl}}\left(\frac{\partial v_r}{\partial t}+v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}+v_z\frac{\partial v_r}{\partial z}\right)=-\frac{\partial p}{\partial r}-\xi_{\perp}\rho v_r\frac{|v|}{2d}, \tag{2}$$

$$\varepsilon\rho c\left(\frac{\partial T}{\partial t}+v_r\frac{\partial T}{\partial r}+v_z\frac{\partial T}{\partial z}\right)=\alpha_{\text{эф}}S_c\left(T_c-T\right)+Q_{\text{f}}+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda_{\text{эфII}}\frac{\partial T}{\partial z}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda_{\text{эф}\perp}r\frac{\partial T}{\partial r}\right), \tag{3}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\operatorname{div}(\rho\mathbf{v})=0, \tag{4}$$

$$\left(1-\varepsilon\right)\rho_{\text{c}}c_{\text{c}}\frac{\partial T_c}{\partial t}=\left(1-\varepsilon\right)Q_{\text{c}}-\alpha_{\text{эф}}S_{\text{c}}\left(T_{\text{c}}-T\right), \tag{5}$$

где r, z – цилиндрические координаты активной зоны; ε – пористость; ρ_{fl} – истинная плотность теплоносителя (в единице объема теплоносителя); v_r, v_z – компоненты скорости теплоносителя (в порах); p – давление; T_{c}, T – температуры твердой фазы и теплоносителя соответственно; ξ_{II}, $\xi_{\perp}$ – коэффициенты сопротивления вдоль и поперек активной зоны соответственно; d – характерный размер; S_{c} – удельная поверхность; Q_{c}, Q_{f} – объемное тепловыделение в

ТВС и теплоносителе соответственно; $\lambda_{эф\parallel}$, $\lambda_{эф\perp}$ – коэффициенты эффективной теплопроводности теплоносителя в пористой среде вдоль и поперек активной зоны соответственно; $\alpha_{эф}$ – эффективный коэффициент теплообмена; c, c_c – удельные теплоемкости теплоносителя и твердой фазы соответственно; μ – коэффициент вязкости.

В теории фильтрации при достаточно больших скоростях фильтрации используется двухчленовый закон Форхгеймера [1]

$$-\mathrm{grad}p = \varepsilon\left(\vec{v}\frac{\mu}{k} + \beta\frac{1}{\sqrt{k}}\rho\vec{v}\left|\vec{v}\right|\right), \tag{6}$$

где ε – пористость, k – коэффициент проницаемости, параметр β характеризует структуру пористого тела. Для k используем формулу Кармана–Козени [2]:

$$k = \frac{\varepsilon^3}{5S_c^2},$$

где S_c – удельная поверхность. В уравнениях (1), (2) и (6) в качестве характерного размера предложено брать величину $\sqrt{k/\varepsilon}$ (М. Д. Миллионщиков [1]).

В уравнении (1) можно использовать известный коэффициент сопротивления для одиночной трубы в турбулентном режиме [3]

$$\xi_{\text{II}} = \frac{1}{\left(1.82\lg\frac{\mathrm{Re}}{8}\right)^2}.$$

Тогда в выражении (1) с учетом характерного размера $d = \sqrt{k/\varepsilon} = \varepsilon/(2.24S_c)$ последний член в правой части примет вид: $1.12\xi_{\text{II}}S_c\rho v_z\left|v\right|/\varepsilon$, т. е. сопротивление по продольному направлению зависит от удельной поверхности S_c.

Сложнее обстоит дело с оценкой $\xi_\perp$ в уравнении (2), поскольку до решения задачи ничего не известно о v_r. Предлагается воспользоваться только вторым членом выражения (6) с некоторым множителем A. Тогда уравнение (2) примет вид

$$\rho_{\text{fl}}\left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r\frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z\frac{\partial v_r}{\partial z}\right) = -\frac{\partial p}{\partial r} - \xi_{\text{II}}\frac{\rho_{\text{fl}}}{2\sqrt{k/\varepsilon}}v_r\left|v\right|A. \tag{7}$$

Коэффициент A представляет собой отношение коэффициентов гидравлического сопротивления при поперечном и продольном обтекании пучков стержней $A = \xi_\perp/\xi_\parallel$. Как показано в работе [5], при $\mathrm{Re} < 10^2$ реализуется ламинарный режим течения при небольшом коэффициенте анизотропии трения A = 1.7–2.8. Для $\mathrm{Re} > 10^4$ реализуется турбулентный режим течения при значительной анизотропии сопротивления A = 25–35.

Объемное тепловыделение в активной зоне реактора записываем в виде [4]

$$Q_c = q_{\max}J_0\left(\mu_0\frac{r}{R_{ак.з.}}\right)\cos\left(\pi\left(\frac{z}{L} - \frac{1}{2}\right)\right),$$

где $\mu_0 = 2.405$ – первый корень уравнения $J_0(\mu) = 0$.

Кроме того, полагаем $Q_f = 0.01Q_c$. Важное значение для расчета теплообмена в активной зоне как в пористой среде имеет оценка эффективного коэффициента теплообмена $\alpha_{эф}$ и теплопроводности теплоносителя $\lambda_{эфII}$, $\lambda_{эф\perp}$.

Поскольку в нашей модели теплообмена определяется только средняя температура элементов твердой фазы T_c (но не профиль температуры в них), то в определение $\alpha_{эф}$ следует включить тепловое сопротивление элементов твердой фазы твэлов. Тогда [6]

$$\frac{1}{\alpha_{эф}} = \frac{1}{\alpha} + \frac{2R}{\mu_0^2 \lambda_{эф}}, \quad \frac{1}{\lambda_{эф}} = \frac{\varphi_1}{\lambda_1} + \frac{\varphi_2}{\lambda_2} + \frac{\varphi_3}{\lambda_3}, \tag{8}$$

где $\varphi_1 = R_{UO_2} / R_{твэл}$, $\varphi_2 = R_{He} / R_{твэл}$, $\varphi_3 = R_{Zr} / R_{твэл}$, коэффициент α определялся из формулы $Nu = 0.02Re^{0.8}Pr^{0.4}$ [7], в результате $\alpha_{эф} = 2.59 \cdot 10^3$ Вт/(м^2·К).

Остановимся на физическом смысле коэффициентов $\lambda_{эфII}$, $\lambda_{эф\perp}$. Указанные величины отражают наличие дополнительных эффектов, связанных с переносом тепла за счет хаотического перемешивания, вызванного нерегулярными структурами пористой среды и течением (псевдотурбулентности). Эти дисперсионные эффекты приводят к значительному увеличению эффективного коэффициента теплопроводности.

В случае выбора одной из осей координат вдоль направления фильтрации теплоносителя $\lambda_{эф}$ является диагональной матрицей. При больших Pe = RePr (Pe>>1) компоненты тензора $\lambda_{эф}$ в направлении течения и в поперечном направлении соответственно принимают вид [8, 9]

$$\lambda_{эфII} = \left(\frac{3}{4} \mathrm{Pe} + \frac{\pi^2}{6} (1-\varepsilon) \mathrm{Pe} \ln \mathrm{Pe} \right) \lambda; \quad \lambda_{эф\perp} = \frac{63\sqrt{2}}{320} (1-\varepsilon)^{1/2} \mathrm{Pe} \lambda. \tag{9}$$

Следует отметить, что в монографии [10] при наличии теплообмена в призматических трубах используется коэффициент турбулентного переноса тепла в направлении, нормальном к стенке канала ($\lambda_\perp \approx \lambda \cdot 0.16 \mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}$). Работа [11] посвящена расчету и оптимизации теплообменных устройств с внутренними источниками тепла при внешнем обтекании систем труб и стержней. Система уравнений решается в однотемпературном приближении.

Приведем некоторые результаты численных расчетов системы уравнений (1), (3)−(5), (7) (при этом пренебрегалось членом с $\lambda_{эфII}$ в (3)). Были приняты следующие граничные условия [12]:

1. На непроницаемой границе (стенке) используется условие прилипания для продольной компоненты скорости и непроницаемости для поперечной скорости.

2. Для давления и температуры приняты условия

$$\frac{\partial T(r = R_{ак.з.}, z)}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial p(r = R_{ак.з.}, z)}{\partial r} = 0.$$

На рис. 1 представлены результаты численного расчета изменения температуры теплоносителя в активной зоне реактора ВВЭР-1200 для стационарного режима. На рис. 2 приведены результаты о радиальном распределении продольной скорости на различных расстояниях от входа. Кривая 4 показывает влияние возникающей поперечной скорости течения теплоносителя.

На рис. 3 показаны результаты о возникновении поперечной скорости теплоносителя в активной зоне реактора. Видно, что поперечные течения начинают возникать в области максимального тепловыделения по высоте активной зоны. В радиальном направлении первона-

чально поток теплоносителя направлен к стенке, при этом на выходе из активной зоны (кривая 4, рис. 3, *б*) поперечная скорость возрастает до 6 см/с.

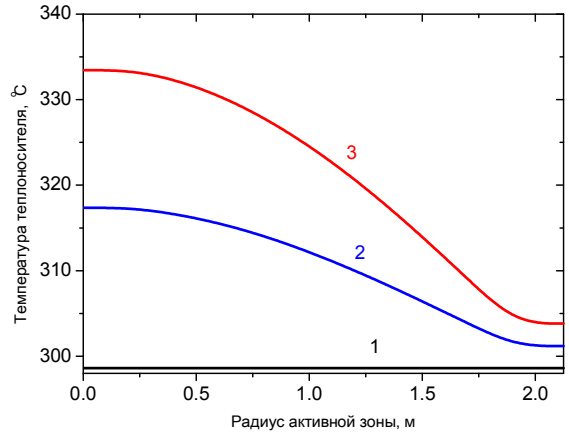


Рис. 1. Радиальное распределение температуры теплоносителя в активной зоне ВВЭР-1200: 1 – начальное распределение температуры, 2 – в середине реактора ($0.5H_{ак.з.}$), 3 – на выходе из активной зоны ($H_{ак.з.}$)

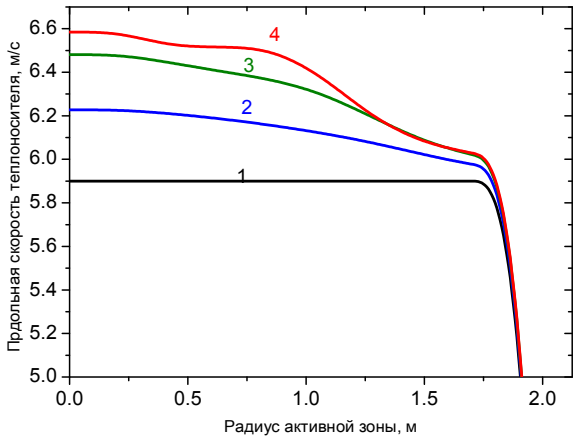
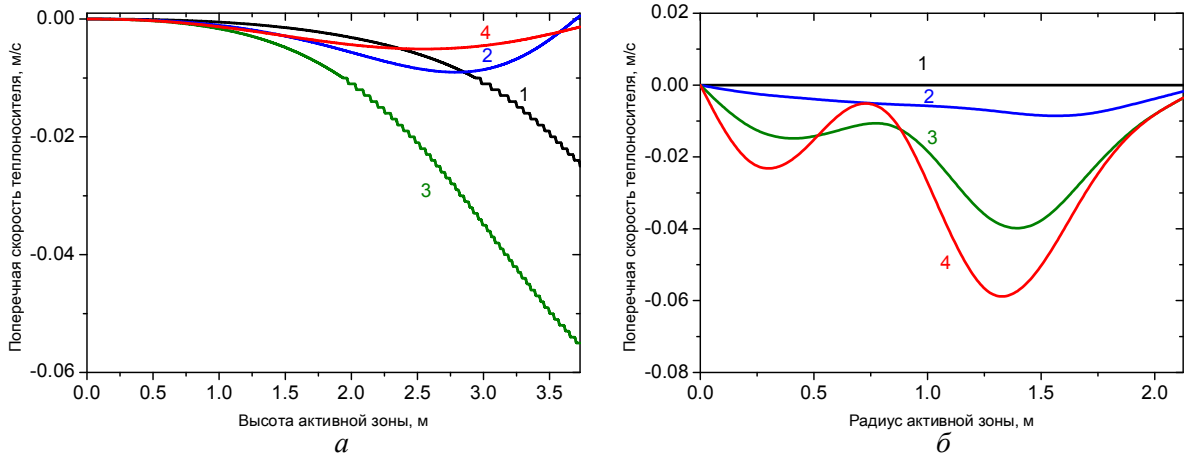


Рис. 2. Радиальное распределение продольной скорости в активной зоне реактора: 1 – начальное распределение, 2 – в середине реактора ($0.5H_{ак.з.}$), 3 – на расстоянии от входа $0.76H_{ак.з.}$, 4 – на выходе из активной зоны ($H_{ак.з.}$)



а *б*

Рис. 3 Изменение поперечной скорости теплоносителя вдоль реактора активной зоны – *а* (1 – $0.1R_{ак.з.}$, 2 – $0.3R_{ак.з.}$, 3 – $0.7R_{ак.з..}$, 4 – $0.9R_{ак.з.}$); радиальное распределение поперечной скорости в активной зоне реактора – *б* (1 – начальное распределение, 2 – в середине реактора ($0.5H_{ак.з.}$), 3 – на расстоянии от входа $0.76H_{ак.з.}$, 4 – на выходе из активной зоны ($H_{ак.з.}$))

Важно подчеркнуть, что результаты двумерной модели сводятся к одномерным при A = = 30. Решение задачи тепло- и массопереноса при обтекании составного твэла теплоносителем приведена в работе [13].

Литература

1. Баренблат Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984.

2. Лыков А. В. Теплообмен: справочник. М.: Энергия, 1975.

3. Кириллов П. Л., Юрьев Ю. С., Бобков В. П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). М.: Энергоатомиздат, 1984.

4. Кириллов П. Л., Богословская Г. П. Тепломассообмен в ядерных энергетических установках. М.: ИздАТ, 2008.

5. Горчаков М. К., Кащеев В. М., Колмаков А. П., Юрьев Ю. С. Применение модели пористого тела к теплогидравлическим расчетам реакторов и теплообменников // ТВТ. 1976. Т. 14. С. 866−871.

6. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.

7. Дзюбенко Б. В., Федик И. И., Ашмантас Л.-В. Проблемы создания ядерного ракетного двигателя. Становление и развитие. Вильнюс: Trys žvaigždutės. 2008.

8. Павлюкевич Н. В. Введение в теорию тепло- и массопереноса в пористых средах. Минск: Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2002.

9. Koch D. L., Brady J. P. Dispersion in fixed beds // J. Fluid Mech. 1985. Vol. 154. P. 399–427.

10. Петухов Б. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Энергоатомиздат, 1986.

11. Иевлев В. М., Конюхов Г. В., Борисов Ф. В. Об одном приближенном решении задачи переноса тепла в «пористых системах» // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1986. № 5.

12. Дзюбенко Б. В., Ашмантас Л.-В. Моделирование стационарных и переходных теплогидравлических процессов в каналах сложной формы. Вильнюс: Pradai, 1994.

13. Павлюкевич Н. В., Фисенко С. П., Ходыко Ю. А., Шнип А. И., Ушева К. И. Моделирование теплопереноса в неоднородном тепловыделяющем элементе // Тепло- и массоперенос – 2018: сб. науч. тр. – Минск : Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2019. С. 47−55.

УДК 629.78: 621.385.6.6

АНАЛИЗ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ОТВЕРЖДЕНИИ СВЯЗУЮЩЕГО ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

П. В. Просунцов, С. В. Резник

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Все возрастающее применение полимерных композиционных материалов (ПКМ) в изделиях авиационной, ракетно-космической техники и средств транспорта связано с их высокими удельными характеристиками, прежде всего прочностью и жесткостью. Однако применение ПКМ сдерживается высокой стоимостью изготовления изделий их них. Одним из наиболее затратных является этап прогрева и отверждения связующего, который отличается большой длительностью и энергоемкостью. Альтернативой может стать применение для нагрева и отверждения связующего электромагнитного излучения микроволнового диапазона. Показано [1–3], что использование этого метода позволит сократить энергетические затраты на производство изделий в несколько раз. Ожидается, что данная технология будет востребована при производстве стержневых элементов космических конструкций [4–7].

Отверждение заготовок деталей ПКМ при помощи микроволнового излучения ведется в специализированных установках, оснащенных системой магнетронов и волноводов. В рабочей зоне установки протекают, одновременно и взаимосвязано, несколько разнородных

физических процессов: распространение электромагнитного излучения в объеме рабочей зоны, объемное выделение тепла в заготовке вследствие поглощения электромагнитного излучения и протекания экзотермического процесса отверждения связующего, кондуктивный перенос тепла в заготовке и радиационный теплообмен в рабочей зоне.

Исследовалось отверждение заготовки в рабочей зоне установки микроволнового нагрева, которая имела высоту 100 мм, ширину и длину по 350 мм. Источником нагрева являлись 3 магнетрона мощностью 1200 Вт каждый, работающие на частоте 2,45 ГГц (рис. 1). Во время отверждения, для обеспечения равномерности нагрева, заготовка вращается вокруг своей поперечной вертикальной оси со скоростью 1 оборот в минуту. Заготовка изготовлена из стеклопластика (наполнитель – стеклянное волокно, связующее – эпоксидная смола, объемная доля стекловолокна составляет 0,5). Длина заготовки составляла 250 мм при ее внешнем диаметре 37 мм и внутреннем 25 мм.

Распространение электромагнитной волны в рабочей зоне установки микроволнового излучения описывается уравнениями Гельмгольца. На поверхности раздела внутреннего объема рабочей зоны (воздуха) и заготовки из ПКМ, который является диэлектриком, задаются граничные условия, обеспечивающие непрерывность тангенциальных составляющих векторов напряженности электрического и магнитного полей. При поглощении энергии электромагнитного излучения в заготовке происходит объемное выделение тепла, интенсивность которого для диэлектриков зависит от частоты и мощности излучения. Стенки рабочей зоны считаются металлическими, для которых выполняется условие идеального проводника. Для ввода СВЧ-излучения в объем рабочей зоны использована система из трех волноводов. Процесс переноса электромагнитной энергии в рабочей зоне установки рассчитывался для 8 отдельных положений заготовки, соответствующим углам ее поворота 0, 45, 90, 135, 180, 225, 270 и 315° вокруг вертикальной поперечной оси. За нулевой угол поворота принимается направление, при котором ось заготовки параллельна стенке рабочей зоны, на которой расположены волноводы магнетронов.

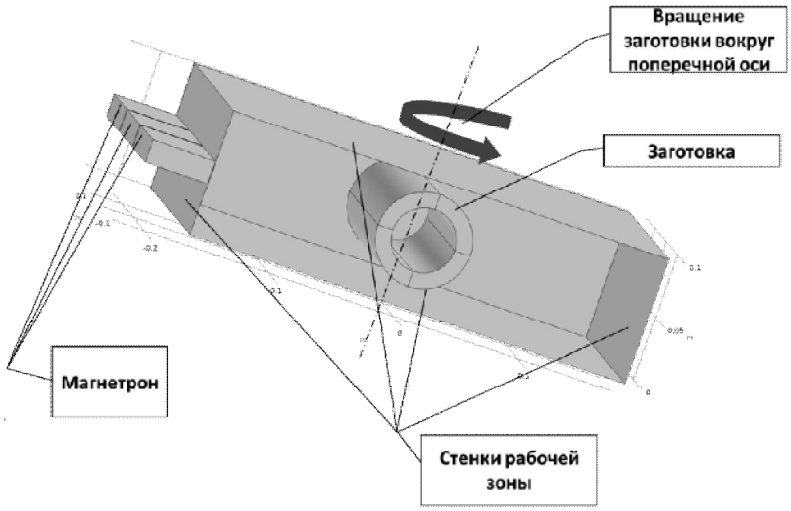


Рис. 1. Геометрическая модель размещения заготовки в рабочей зоне установки микроволнового нагрева

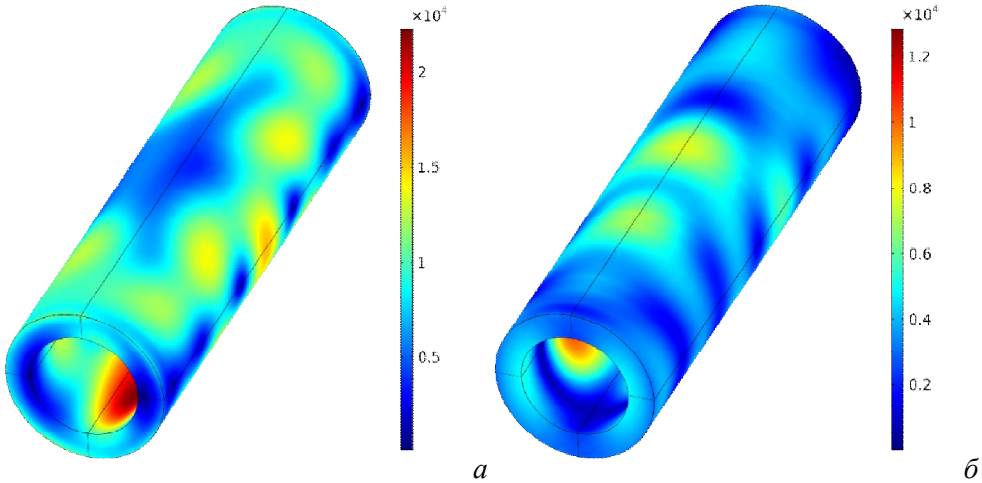
Считалось, что процесс отверждения связующего в композиционном материале может быть описан одностадийным уравнением Аррениуса. Начальная степень отверждения материала заготовки принималась равной нулю.

Моделировался трехмерный нестационарный нелинейный процесс переноса тепла в заготовке детали из ПКМ, находящейся под действием микроволнового излучения, в которой также происходит отверждение связующего с выделением тепла. Считалось, что на всех по-

верхностях заготовки имеет место конвективный и радиационный отвод тепла в окружающую среду (стенки рабочей зоны установки) с постоянной по времени температурой. Также учитывается взаимное облучение неравно нагретых поверхностей во внутренней полости цилиндрической заготовки. В теле заготовки происходит объёмное выделение тепла вследствие поглощения СВЧ излучения и протекания экзотермической реакции отверждения.

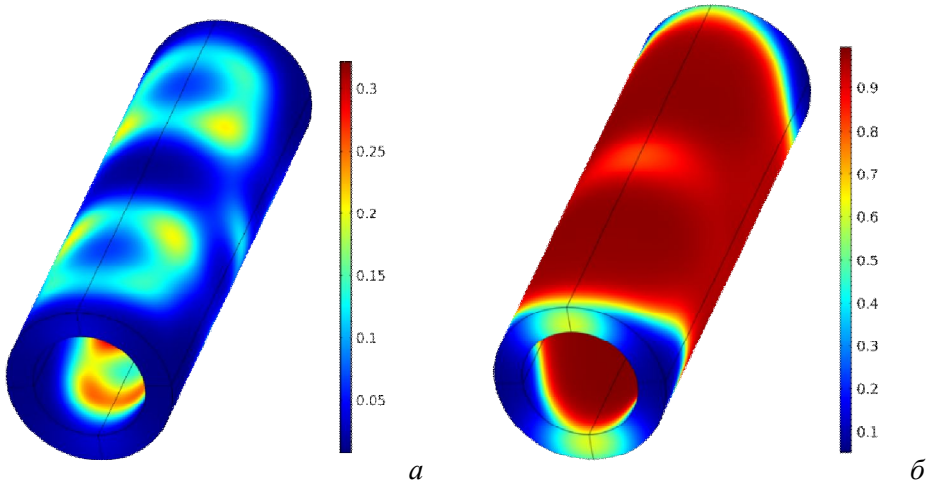
На рис. 2 представлено распределение напряженности электрического поля в рабочей зоне для различных углов поворота заготовки. Видно, что при вращении заготовки происходит существенное перераспределение напряженности электрического поля и положение «гребней» стоячих волн смещается. На рис. 3 представлено распределение степени отверждения заготовки в различные моменты времени.

Была исследована значимость учета экзотермического эффекта реакции отверждения на общий тепловой баланс. На рис. 4 и 5 показана динамика изменения степени отверждения связующего в заготовке и температуры в четырех контрольных точках образца без учета экзотермического эффекта отверждения связующего и при его учете. При этом контрольная точка № 1 находится в центре стенки верхней части заготовки на оси ее вращения, точка № 2 располагается также в верхней части заготовки на расстоянии 120 мм от оси вращения (практически на краю заготовке), точки № 3 и № 4 размещены аналогично точкам 1 и 2 в горизонтальной диаметральной плоскости заготовки.



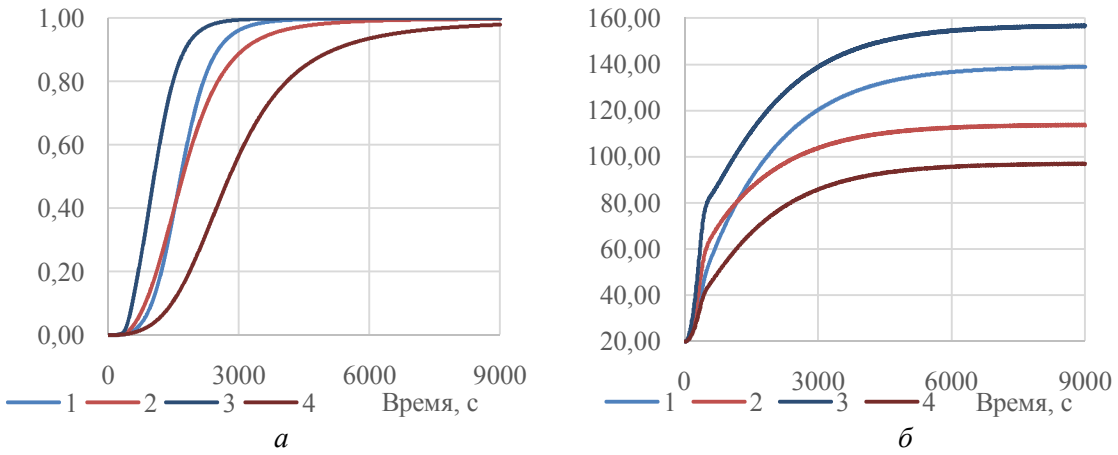
а *б*

Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля (В/м) в заготовке при углах поворота 0° (*а*) и 90° (*б*)



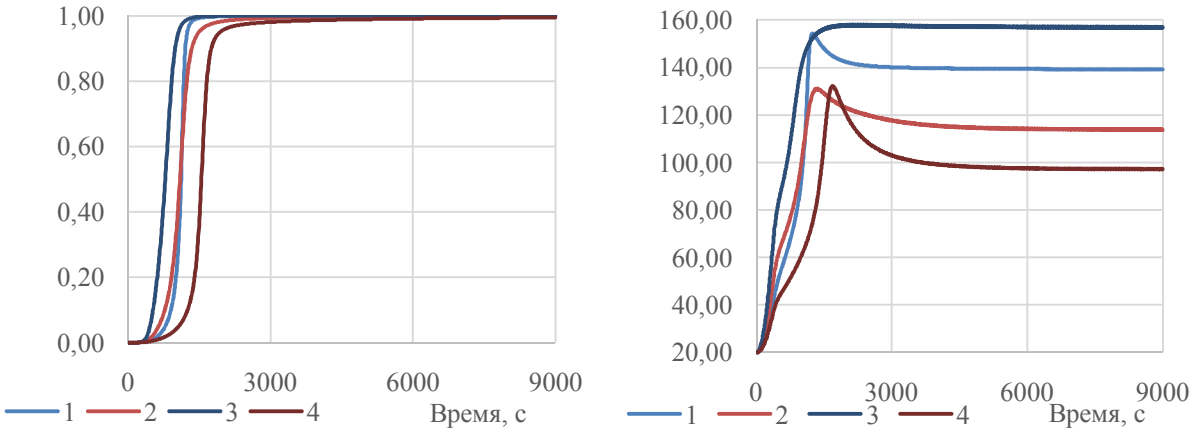
а *б*

Рис. 3. Степень отверждения связующего в заготовке при учете экзотермического эффекта в моменты времени 600 с (*а*) и 1200 с (*б*)



а *б*

Рис. 4. Изменение степени отверждения (*а*) и температуры (*б*) в контрольных точках заготовки без учета экзотермического эффекта (номер у кривой соответствует номеру контрольной точки)



а *б*

Рис. 5. Изменение степени отверждения (*а*) и температуры (*б*) в контрольных точках заготовки при учете экзотермического эффекта (номер у кривой соответствует номеру контрольной точки)

Результаты моделирования показывают, что при учете экзотермического эффекта практически полное отверждение заготовки (степень отверждения более 95%) происходит уже к моменту времени 3600 с, по сравнению с 9000 с при отсутствии такого учета. К моменту времени 9000 с степень отверждения достигает уже уровня 99%, что должно положительно сказаться на качестве изделий. На рис. 3 хорошо видны пики температуры, связанные с протеканием экзотермического процесса отверждения. Видно, что они достигают уровня 30–40 и поэтому должны учитываться при организации управления мощностью магнетронов во избежание «пережога» связующего.

Литература

1. Михайловский К. В., Резник С. В. Прогнозирование температурных режимов процесса отверждения связующего при получении деталей из полимерных композиционных материалов с помощью микроволнового излучения // Тепловые процессы в технике. 2014. Т. 6, № 8. С. 378–384.

2. Prosuntsov P., Reznik S., Mikhailovskii K., Belenkov E. Multiscale Modeling Of the Binder Polymer Composite Materials Heating Using Microwave Radiation // J. of Physics: Conference Series. VII International Conference: Functional Nanomaterials and High Purity Substances. 2018. Vol. 1134. P. 012047.

3. Просунцов П. В., Резник С. В., Михайловский К. В. Беленков Е. С. Моделирование прогрева связующего полимерных композиционных материалов с использованием СВЧ излучения // Изв. ВУЗов. Машиностроение. 2018. № 12. С. 83–92.

4. Kotik A., Usyukin V., Vinogradov I. Arkhipov M. Simulation of reflecting surface deviations of centimeter-band parabolic space radiotelescope (SRT) with the large-size mirror // Proc. of SPIE – The Int. Soc. for Optical Engineering. 2017. Vol. 10567, No. 105671A.

5. Reznik S. V., Timoshenko V. P., Shulyakovsky A. V., Denisov O. V. Thermal-vacuum tests of hollow composite rods intended for structures in space // Polymer Science D. 2013 Vol. 6, No. 3. P. 242–245.

6. Reznik S. V., Prosuntsov P. V., Mikhailovsky K. V., Shafikova I. R. Material science problems of building space antennas with a transformable reflector 100 m in diameter // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2016. Vol. 153, No. 1. P. 012012.

7. Golovatov D., Mikhaylov M., Bosov A Optimization of technological parameters of impregnation of load-bearing rod elements of reflector made of polymer composite materials by transfer molding method // Indian J. of Science and Technology. 2016. Vol. 10, Iss. 46.

УДК 536.2(075.8)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В КУСОЧНО-ОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ФИЗИЧЕСКИ СОПРЯЖЕННЫХ НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССОВ

Р. А. Садыков

Казанский государственный архитектурно-строительный университет, г. Казань, Россия

Процессы тепломассопереноса и фильтрации жидкостей, а также парогазовых смесей через капилляры многослойных ограждающих конструкций (МК) весьма сложны и тесно взаимосвязаны. Кроме того, в зависимости от периода года они сопровождаются такими физически сопряженными явлениями, как инфильтрация и эксфильтрация окружающего воздуха; испарительное охлаждение или конденсационный нагрев. Осуществление же плотного наружного слоя ограждающих конструкций (ОК) зданий и сооружений возможно не во всех случаях, так как такое конструктивное решение ухудшает влажностное состояние ограждения из-за трудностей воздухопроницаемости, а следовательно, и его просушки в летний период года [1, 2].

Современные многослойные энергосберегающие ОК (под которыми в широком смысле, кроме ОК зданий, подразумеваются также тепловые, инженерные и электрические сети, «одежда» дорог, емкости и резервуары для подогрева, охлаждения или хранения каких-либо жидкостей или газов и т. п.) в основном состоят из капиллярно-пористых материалов, которые находят все большее применение не только в строительстве, но и многих других отраслях промышленности (высокотемпературные теплообменники, турбинные лопатки, ракетные сопла, обшивка высокоскоростных летающих аппаратов, обмуровка тепло- и электрогенерирующих установок, системы ядерных реакторов с внутренним охлаждением и т. д.), где различные элементы оборудования подвержены достаточно высоким термическим напряжениям и давлениям, возникающим в результате больших градиентов потенциалов переноса (температуры, давления и массосодержания) [3–9].

В наиболее общем случае систему нелинейных дифференциальных уравнений (СНДУ) конвективного нестационарного переноса можно записать в векторно-матричной форме:

$$\mathrm{D}\bar{\mathrm{S}}[\bar{\Pi}(\bar{\mathrm{x}},\tau)] + \bar{\tau}_{\mathrm{r}}\bar{\mathrm{S}}_{\tau\tau}[\bar{\Pi}(\bar{\mathrm{x}},\tau)] + \mathrm{sgn}[\bar{\mathrm{J}}] < \bar{\nabla},\ \bar{\mathrm{J}}[\bar{\Pi}(\bar{\mathrm{x}},\tau)] > + \mathrm{sgn}[\bar{\mathrm{I}}]\bar{\mathrm{I}}[\bar{\Pi}(\bar{\mathrm{x}},\tau)] = \bar{0}. \qquad (1)$$

Система (1) описывает также высокоинтенсивные, быстропротекающие и высокотемпературные процессы (второй член уравнения), когда скорость распространения субстанции сопоставима со скоростью протекания самих процессов (резка металлов, лазерная сварка и т. п.), т. е. когда могут учитываться как время релаксации плотностей потоков субстанций, так и время демпфирования их $\nabla\bar{\Pi}(\bar{\mathrm{x}},\tau)$. Если же базироваться на феноменологической теории процессов переноса, то второго члена СНДУ (1) не будет, так как скорость распространения потоков субстанции стремится к бесконечности, а $\bar{\tau}_r$ стремится к нулю [3, 10]. В этом случае СНДУ (1) переходит из гиперболического типа в параболический, который описывает необратимые процессы конвективного сопряженного переноса и, в частности, процессы тепломассопереноса.

Особо ставятся краевые задачи (КЗ), когда дифференциальные уравнения (ДУ) являются уравнениями смешанного типа, т. е. когда в разных частях рассматриваемой области независимых переменных МК дифференциальный оператор (D) принадлежит различным (гиперболическому, параболическому и эллиптическому) типам [11, 12], т. е. когда $\nabla\bar{\Pi}(\bar{\mathrm{x}},\tau)$ в отдельных слоях МК отличаются друг от друга на значительные величины.

Для решения нестационарных КЗ переноса в МК успешно используется математическая теория обобщённых функций (дельта-функция Дирака и её фильтрующее свойство; единичная функция Хевисайда, асимметричная единичная функция, другие ступенчатые функции), которая позволяет адекватно описать распределения различных разрывных физических характеристик кусочно-однородной среды и в замкнутом виде получать аналитические решения КЗ путём сведения МК к однослойным [4, 13–17].

Во многих важных прикладных КЗ молекулярной диффузии и теплопроводности для кусочно-однородных сред приходится иметь дело с граничными условиями, когда концентрация (температура) вещества на границе слоя фактически является некоторой заданной функцией времени (т. е. является решением краевой задачи для предыдущего слоя при заданной его толщине) и это значение служит, в силу условия «склеивания», краевым условием для концентрации (температуры) на отрезке следующего однородного слоя [11, 12, 18]. Аналитическое решение подобной нестационарной КЗ применено для математического моделирования (ММ) процессов опреснения питьевой воды на ультрафильтрационной наномембранной комбинированной водоподготовительной установке систем водо- и теплоснабжения. Рассматривается ММ процесса фильтрации неочищенной жидкости с заданными постоянной концентрацией коллоидных взвешенных частиц, коэффициентом диффузии и расходом жидкости через слой адсорбента, который содержит среду со своим коэффициентом диффузии. С некоторого начального момента времени начинается процесс диффузии, в течение которого необходимо определить изменение концентрации взвешенных и коллоидных частиц в заданной области пространства событий (независимых переменных).

В стационарной постановке для нелинейного теплопереноса с учетом фильтрации (газа, парогазовой смеси, жидкости) и наличия внутренних объемных стоков (влаги) или источников теплоты (ИТ) при общепринятых допущениях [1, 2] в одномерном случае применительно к каноническим формам в соответствующих системах координат систему (1) можно записать в виде обыкновенного дифференциального неоднородного уравнения второго порядка [19–21].

При физическом описании процессов охлаждения ОК (возможно и испарительного) или нагрева (возможно и конденсационного) аналогично уравнению (1) могут быть составлены тепловые балансы как для области $\mathrm{r}\in[-\infty, 0]$, так и для области $\mathrm{r}\in[\mathrm{h}, +\infty]$, которые приводят к новым ДУ набегающего к ОК и отходящего от ОК потоков газа (или жидкости) с

соответствующими для новых закрытых интервалов r граничными условиями. В этом случае к СНДУ (1) добавляются в зависимости от условий задачи еще один или два ДУ второго порядка и соответственно два или четыре граничных условия. Таким образом, обобщенная ММ даже для стационарного теплопереноса в ОК должна содержать в себе три ДУ второго порядка и шесть граничных условий для нахождения соответствующих констант интегрирования. В этом случае температурное поле $T(r)$ в ОК выражается через температуры окружающего воздуха (газа, жидкости, теплоносителя или хладагента) по обе ее стороны. В более упрощенном варианте эти граничные ДУ для ОК заменяются краевыми условиями третьего рода с возможным учетом на границе поверхностей ОК поверхностных стоков или ИТ [3, 22, 23]. В свою очередь, уравнение (1) с граничными условиями третьего рода может быть заменено более простыми граничными условиями первого рода при условии ввода постоянных фиктивных (эквивалентных) пограничных слоев. Анализ конвективного теплообмена показывает, что в этом случае граничные условия третьего рода фактически сводятся к граничным условиям первого рода. Тогда при интегрировании ДУ (1) и наличии в граничных условиях двух изотермических поверхностей можно использовать преобразование Кирхгофа [22, 23], которое через новую вспомогательную переменную и средний коэффициент теплопроводности приводит ДУ (1) к формализации первой КЗ.

Формализованную таким образом КЗ можно записать через критерии Пекле (Pe), Померанцева (Po), безразмерные масштабы температуры и термического сопротивления, что особенно удобно, так как позволяет перевести многослойную ОК в однослойную [19, 20]. Если известны пределы изменения Pe и Po, то знак сигнатуры в КЗ можно опустить и рассматривать эти критерии только в закрытом интервале [0,1], тогда критерии Пекле и Померанцева могут быть записаны в виде $\overline{\mathrm{Pe}} = (\mathrm{Pe} - \mathrm{inf Pe})/(\sup \mathrm{Pe} - \mathrm{inf Pe})$, $\overline{\mathrm{Po}} = (\mathrm{Po} - \mathrm{inf Po})/(\sup \mathrm{Po} - \inf \mathrm{Po}) \in [0,1]$. В этом случае все зависимые и независимые переменные и параметры поставленной КЗ безразмерны и лежат в четырехмерном нормированном единичном пространстве $(\mathrm{T}, \overline{\mathrm{R}}, \overline{\mathrm{Pe}}, \overline{\mathrm{Po}})$. Приведенные преобразования значительно упрощают математическую формализацию задач, устраняют физические размерности и знаки, решают вопросы масштабного перехода. Единственно, несколько усложняется физическая интерпретация задач, особенно когда в вышеуказанном пространстве строятся графические решения задач, где фактически как бы «теряются» направленность потоков и знак ИТ из-за отсутствия отрицательных значений параметров задач в закрытом интервале [0,1], но это усложнение легко устраняется при обратном переходе к первоначальным параметрам поставленных физических или прикладных КЗ.

Выводы

Представлена обобщенная ММ тепло- и массопереноса в кусочно-однородных средах для уравнений гиперболического (отражающие высокотемпературные, быстропротекающие и высокоинтенсивные процессы), параболического и эллиптического типов при различных условиях однозначности.

Рассмотрены КЗ как взаимосвязанного, так и несвязанного стационарного и нестационарного переноса и некоторые алгоритмы их решения для тел классической формы.

Получены аналитические решения прямых КЗ процессов переноса субстанций при обобщенных условиях на внешнем контуре исследуемой области и разрывных её физических свойств внутри, а также при переменных (по времени) потенциалах переноса в граничных условиях (первого, второго, третьего и смешанного родов).

Формализованные ММ, аналитические и приближенные решения КЗ переноса приведены к критериальному виду, что удобно для масштабных переходов, практических приложений, параметрического анализа полученных решений, постановки задач оптимизации и автоматизации систем управления. По результатам решения ряда прикладных КЗ приводится их физическая интерпретация.

Обозначения

$D = \partial_\tau + < \bar{\omega}, \bar{\nabla} >$ – производная Лагранжа; ∂_τ – локальная составляющая скорости изменения потенциала переноса; $\bar{\omega} = \left(\omega_{x_i} = \frac{dx_i}{d\tau}\right)$ – скорость перемещения капельной жидкой частицы из одной точки пространства в другую; $\nabla = \left(\partial_{x_i}\right)$ – оператор Гамильтона; $<\cdot,\cdot>$ – знак скалярного произведения векторов; $< \bar{\nabla}, \bar{J} > = \mathrm{div}\bar{J}$; sgn [·] – функция «знак»; $\bar{x} = (x_i)$ – вектор пространственных координат, $i = \overline{1,3}$; τ – время; $\bar{\tau}_r$ – вектор-столбец периодов релаксации процессов переноса; $\bar{S}$ – вектор-столбец субстанций; $\bar{S}_{\tau\tau}$ – вторые частные производные по времени $\bar{S}$; $\bar{J}$ – вектор-столбец потоков; $\bar{I}$ – вектор-столбец стоков и источников потоков; $\bar{\Pi}$ – вектор-столбец потенциалов переноса.

Литература

1. Богословский В. Н. Строительная теплофизика (теплофизические основы отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха). С-Пб.: АВОК Северо-Запад, 2006. – 400 с.

2. Hugo Hens. Building Physics – Heat, Air and Moisture. John Willey & Sons Limited, 2007. – 270 p.

3. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.

4. Лыков А. В., Михайлов Ю. А., Теория тепло- и массопереноса. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. – 535 с.

5. Цой П. В. Системные методы расчета краевых задач теплопереноса. М.: Изд-во МЭИ, 2005. – 568 с.

6. Луканин В. Н., Шатров М. Г., Камфер Г. М. и др. Теплотехника. М.: Высшая школа, 2000. – 671 с.

7. Рудобашта С. П. Теплотехника. М.: Перо, 2015. – 672 с.

8. Баскаков А. П., Берг В. В., Витт О. К. и др. Теплотехника. М.: Энергоатомиздат, 1982. – 264 с.

9. Матюхов Д. В., Низовцев М. И., Терехов В. И., Терехов В. В. Определение теплозащитных характеристик теплоинерционных конструкций в условиях нестационарного теплообмена // Тр. III Рос. нац. конф. по теплообмену. Т. 7. М.: Изд-во МЭИ, 2002. С. 184–187.

10. Лыков А. В. Тепломассообмен: Справочник. М.: Энергия, 1971. – 560 с.

11. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. – 736 с.

12. Владимиров В. С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1981. – 512 с.

13. Владимиров В. С. Обобщенные функции в математической физике. М.: Наука, 1979. – 320 с.

14. Кудинов В. А., Кудинов И. В., Скворцова М. П. Обобщенные функции и дополнительные граничные условия в задачах теплопроводности для многослойных тел // Журн. вычислит. математики и матем. физики. 2015. Т. 55, № 4. С. 669–680.

15. Карташов Э. М., Кудинов В. А., Калашников В. В. Теория тепломассопереноса: Решение задач для многослойных конструкций. М.: Юрайт, 2018. – 436 с.

16. Кудинов И. В., Кудинов В. А. Аналитическое решение параболических и гиперболических уравнений тепломассопереноса. М.: Инфа-М, 2013. – 392 с.

17. Aziz A. A. A similarity solution for laminar thermal boundary layer over a flat plate with a convective surface boundary condition // Commun Nonlinear Sci Numer Simulat. 2009. Vol. 14. P. 1064–1068.

18. Араманович И. Г., Левин В. И. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1969. – 288 с.

19. Садыков Р. А., Крайнов Д. В., Иванова Р. В. Процессы переноса в ограждающих конструкциях с учетом воздухопроницания и стоков теплоты // Сб. докл. 3-й Междунар. науч.-техн. конф. «Теоретические основы теплогазоснабжения и вентиляции». М.: МГСУ, 2009. С. 90–92.

20. Садыков Р. А., Крайнов Д. В., Иванова Р. В. Теплозащитные свойства ограждающих конструкций при наличии стоков или источников теплоты и фильтрации воздуха // Науч.-техн. журн. М.: Вестник МГСУ, 2011. № 7. С. 174–180.

21. Садыков Р. А., Манешев И. О. Исследование коэффициентов теплопроводности тонкослойных теплоизоляторов // Изв. КГАСУ. 2016. № 1. С. 134–142.

22. Исаев С. И., Кожинов И. А., Кофанов В. И. и др. Теория тепломассообмена / Под ред. Леонтева А. И. М.: Высшая школа, 1979. – 495 с.

23. Коздоба Л. И. Методы решения нелинейных задач теплопроводности. М.: Наука, 1975. – 227 с.

УДК 536.24

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТКАНЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БЕСКОНТАКТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Д. С. Семенов, А. В. Ненарокомов, С. А. Будник

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), г. Москва, Россия

Лазерная гипертермия поверхностных опухолей – один из методов терапевтического воздействия, применяемых в лечении онкологических заболеваний. При этом в зависимости от стратегии лечения, ткань нагревают до 41–45 °С, а в некоторых случаях свыше 50 °С [1]. Эффективным диапазоном длин волн в данном случае считается 0,6–1,4 мкм [2].

Планирование и оптимизация теплового воздействия зачастую осуществляется методами математического моделирования, предполагающими точное определение теплофизических и радиационно-оптических характеристик системы. Однако в случае работы с биологическими тканями необходимо учитывать их значительную вариабельность [3–5]. В условиях невозможности прямых измерений значений характеристик, возникает необходимость решения обратных задач теплообмена. Причем, в условиях данной задачи, применение традиционных контактных средств измерения температуры является затруднительным.

Целью данного исследования была разработка расчетно-экспериментального метода идентификации модели переноса тепла без использования контактных средств измерения температуры.

Математическая модель. На первом этапе работы рассматривается одномерная модель поверхности тела: бесконечная непрозрачная пластина толщиной d подвергается импульсному нагреву лазером (тепловой поток q_l), на левой и правой границах происходит теплообмен с окружающей средой. Измерение температуры на облучаемой поверхности осуществляется при помощи тепловизионной камеры T_{ir} (рис. 1).

Математическая модель процесса представляет собой уравнение теплопереноса с граничными условиями:

$$C\frac{\partial T}{\partial \tau}=\lambda\frac{\partial^2 T}{\partial x^2},\ 0<x<d,\ \ 0<\tau\le\tau_m, \tag{1}$$

$$T(x,0)=T_0,\quad 0\le x\le d\ , \tag{2}$$

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial x}(0,\tau)=q_l(\tau)+\alpha(T_e(\tau)-T(0,\tau))\,,\qquad 0\le\tau\le\tau_m, \tag{3}$$

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial x}(d,\tau)=q_2\,,\quad 0\le\tau\le\tau_m, \tag{4}$$

В качестве исследуемого образца использовалась пластина из полиэтилена низкого давления, обладающая сопоставимыми с кожей теплофизическими характеристиками.

Соответствие нагрева образца процессу гипертермии поверхностной опухоли обеспечивалось предварительным нагревом облучаемой границы до 40 °С и периодическим включением–выключением инфракрасного (800 нм) лазера для поддержания ее температуры в диапазоне 40–42 °С.

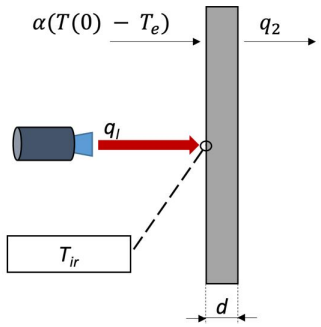


Рис. 1. Схема теплового процесса локальной поверхностной гипертермии

Методика идентификации. Задача идентификации модели заключается в определении комплекса характеристик: коэффициента теплоотдачи α и амплитуды теплового потока лазера $q_{\max}$ и сводится к задаче минимизации среднеквадратичного функционала невязки расчетных и экспериментальных значений J методом последовательных приближений:

$$J(\Delta\bar{u}^{S+1})=\min J(\bar{u}^S+\Delta\bar{u}^S)\Big|_{\Delta u\in R^{N_u}}\ ,\quad N_u=2,$$

где $\bar{u}^S$ – вектор искомых характеристик, S – номер итерации.

В данном случае достаточно эффективным является использование линейной оценки приращения вектора u [6], который определяется из условия

$$\frac{\partial J}{\partial\Delta\bar{u}}(\bar{u}^S+\Delta\bar{u}^S)=0\,.$$

Тогда приращение поля температур $\theta_i(x,\tau)$, вызванное приращением неизвестной характеристики Δu_i, описывается системой

$$C\frac{\partial\theta^i}{\partial\tau}=\lambda\frac{\partial^2\theta^i}{\partial x^2}+\delta_i^\lambda\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\,,\qquad \theta^i(x,0)=0,\ \ x\in(0,d)\,,$$

$$\lambda\frac{\partial\theta^i}{\partial x}(0,\tau)-\delta_i^\lambda\frac{\partial T}{\partial x}(0,\tau)=\delta_i^q\varphi(\tau)+\delta_i^\alpha(T(0,\tau)-T_e(\tau)+\alpha\theta^i(0,\tau))\,,$$

$$\lambda \frac{\partial \theta^i}{\partial x}(d,\tau) - \delta_i^{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x}(d,\tau) = \delta_i^{q_2}.$$

Результаты. На рис. 2 представлены результаты расчета и показания измерительных приборов.

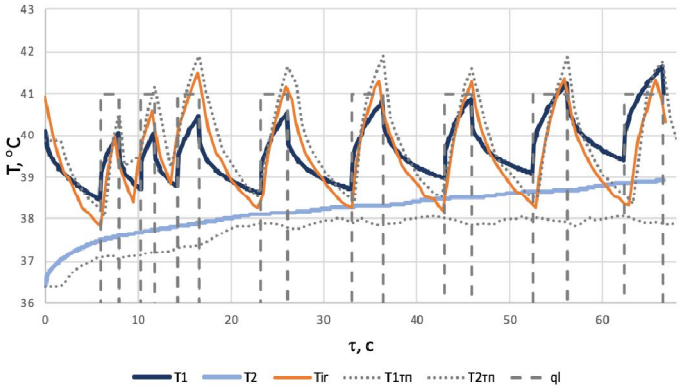
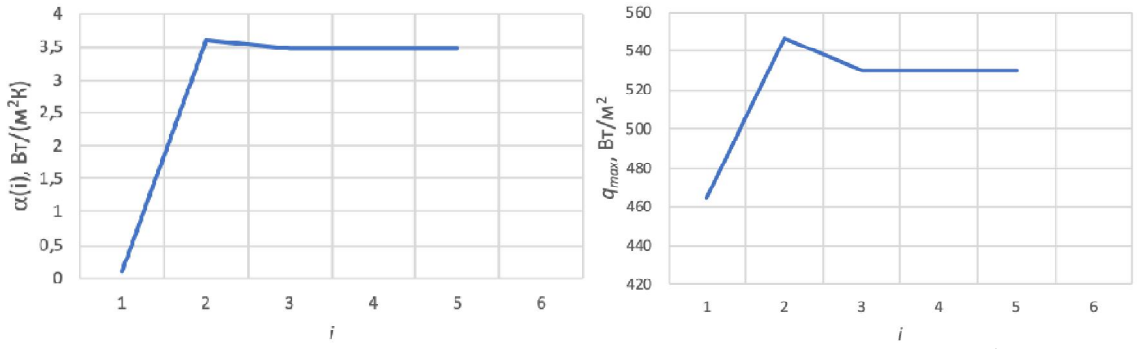


Рис. 2. График зависимости температуры образца T, °С от времени τ, с: T_1 и T_2 – расчетные температуры на левой и правой границах соответственно; T_{ir} – показания тепловизора; $T_{1тп}$ и $T_{2тп}$ – показания термопар на левой и правой границах соответственно; q_l – диаграмма включения лазера

Были восстановлены значения коэффициента теплоотдачи α (рис. 3, *а*) и амплитуды теплового потока лазера q_{max} (рис. 3, *б*). На приведенных ниже графиках представлены значения данных характеристик на каждом шаге итерационного процесса.



а *б*

Рис. 3. График зависимости: *а* – коэффициента теплоотдачи α, Вт/м^2·К, *б* – амплитуды теплового потока лазера q_{max}, Вт/м^2 от номера итерации i

Заключение. В работе представлена расчетно-экспериментальная методика идентификации модели теплопереноса не предполагающая использования контактных средств измерения температуры. Разработаны программный комплекс и экспериментальный стенд. Апробация проведена на модели лазерной гипертермии поверхностных тканей. Были восстановлены коэффициент теплоотдачи и амплитуда теплового потока лазера.

Методика может быть применена для оптимального планирования стратегии терапевтического воздействия при лечении онкологических заболеваний поверхностных тканей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, проект 19-31-27001.

Литература

1. Rossmann C., Haemmerich D. Review of temperature dependence of thermal properties, dielectric properties, and perfusion of biological tissues at hyperthermic and ablation temperatures // Crit Rev Biomed Eng. 2014. Vol. 42, No. 6. P. 467–492.

2. Домбровский Л. А., Тимченко В. М. Лазерная гипертермия поверхностных опухолей: модели переноса излучения, сложного теплообмена и деградации биологических тканей // Тепловые процессы в технике. 2015. Т. 7, № 1. С. 24–36.

3. Пушкарева А. Е., Кузнецова А. А. Компьютерное моделирование в оптике биотканей. СПб: Университет ИТМО, 2016. – 93 с.

4. Duck F. A. Physical properties of tissue – A comprehensive reference book. New York: Academic Press, 1990. P. 9–42.

5. Giering K. et al. Review of thermal properties of biological tissues // SPIE Opt. Eng. Press. 1995. Vol. 044. January. P. 45–65.

6. Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Румянцев С. В. Экстремальные методы решения некорректных задач и их приложения к обратным задачам теплообмена. М.: Наука, 1988.

УДК 536.24.001.57:621.039.517.55

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СТЕРЖНЕВЫХ ТВС ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

О. В. Семенович

Белорусский государственный университет, г. Минск, Республика Беларусь

Рассматриваются результаты компьютерного моделирования теплофизических процессов в стержневых ТВС водоохлаждаемых реакторов. Теплоноситель в реакторе с водой под давлением в режимах нормальной эксплуатации – однофазная жидкость. В аварийных ситуациях теплоноситель вскипает, превращаясь в пароводяную смесь. В теплоносителе реализуются различные режимы течения и теплообмена. Корректно описать такие процессы возможно только моделируя пароводяную смесь в приближении раздельного течения фаз [1, 2]. Межстержневое пространство сборки, занятое теплоносителем, моделируется в субканальном приближении.

Суть субканального приближения (названия синонимы – поканальное приближение, метод ячеек) сводится к следующему. Пространство сборки, занятое теплоносителем, представляющее собой многосвязную область, рассматривается как совокупность взаимосвязанных субканалов (рис. 1). При выборе способа дискретизации межстержневого пространства пучка на субканалы следует руководствоваться следующими соображениями: взаимодействие через границы между субканалами должно быть минимальным; должна быть возможной разумная аппроксимация функций, описывающих характеристики теплоносителя внутри субканала. Таким образом, субканал – часть занятого теплоносителем пространства сборки.

Рассматриваемый подход вполне корректен, если ограничиваться расчётом параметров потока, усредненных по поперечному сечению субканала, и полагать, что перетечки теплоносителя через межстержневые зазоры намного меньше расхода через поперечное сечение субканала. На рис. 2 приведена схема нумерации субканалов и зазоров между ними, используемая для сборок «квадратной» упаковки (рассмотрен случай пучка из 9 стержней). Для выполнения названных исследований применялся программный комплекс, реализующий субканальную двухжидкостную трёхполевую математическую модель. Такая модель пригодна для исследования процессов термогидродинамики в твэльных сборках во всех возможных режимах работы [3–5].

Для численной реализации применяется полунеявная численная схема. Все переменные, которые присутствуют в источниковых членах и членах, описывающих взаимодействие на межфазных границах и поверхностях твёрдых стенок, рассматриваются в неявной трактовке: оцениваются значениями, присущими новому ((*n*+1)-у) моменту времени. Также трактуются фазовые скорости, входящие в конвективные члены массы и энергии, и давления. Члены конвективных потоков массы, импульса, энергии оцениваются на *n*-м шаге по времени в явной форме. Для дискретизации по пространственной переменной используется «шахматная» сетка [3–5].

В докладе будут рассмотрены используемые в субканальных кодах модели термомеханических процессов в стержневом тепловыделяющем элементе (твэле), методики их численной и программной реализации и результаты вычислительных экспериментов [6]. Разработанные модели были изначально ориентированы на использование в программных комплексах, предназначенных для моделирования теплофизических и термомеханических процессов в топливных сборках – конструкциях содержащих сотни твэлов, в задачах, связанных с моделированием как режимов нормальной эксплуатации, так и аварийных.

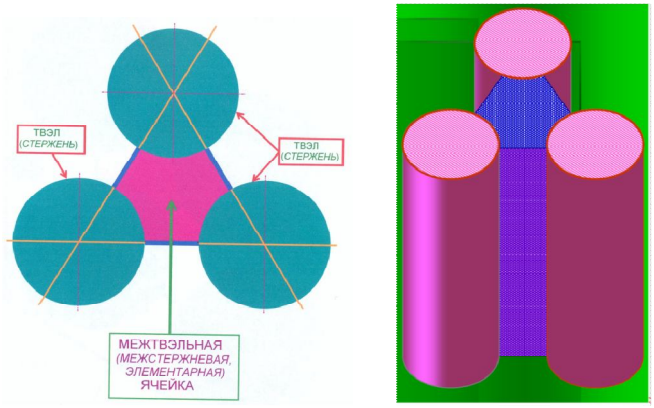


Рис. 1. К определению термина «межтвэльная ячейка» (слева) и фрагмент из трёх твэлов и заключённого между ними субканала (справа)

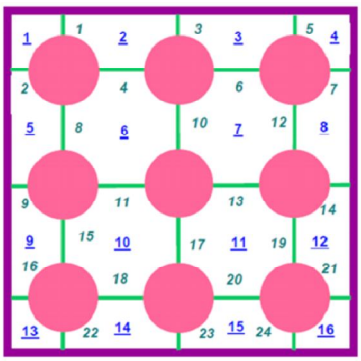


Рис.2. Схема нумерации субканалов и зазоров для квадратного пучка стержней: 9 стержней: 16 субканалов и 24 зазора

Рассматриваемые модели содержат в своём составе модель теплопередачи в зазоре «топливо–оболочка», которая включает три компоненты: компонента, обусловленная тепловым излучением; компонента, обусловленная теплопроводностью заполняющего газа; компонента компонента, обусловленная физическим контактом между топливной таблеткой и оболочкой. Компонента, обусловленная физическим контактом между топливной таблеткой и оболочкой, реализует модель деформации топливного стержня, которая применяется для предсказания изменений ширины зазора, обусловленных упругими и термическими напряжениями. Она позволяет рассчитать деформацию топливной таблетки, обусловленную термическим расширением и эксцентриситетом. При расчёте деформации твэльной трубки (оболочки

твэла) рассматриваются деформация, механические и термические напряжения. Когда зазор между топливом и оболочкой свободен, то упругая деформация оболочки определяется разницей между давлением заполняющего газа и давлением в системе. Если зазор перекрыт, то деформация оболочки обусловлена радиальным движением топлива. В обоих случаях оболочка предполагается достаточно тонкой, чтобы напряжение, относительную деформацию и температуру можно было бы полагать одинаковыми по толщине оболочки. В модели упругой деформации со свободным зазором оболочка рассматривается как тонкая цилиндрическая гильза, нагружаемая внутренним и внешним давлением. Радиальная и аксиальная упругая деформация вызвана растягивающим и аксиальным напряжениями, обусловленными разностью давлений.

Представляется очевидной необходимость интеграции в единый программный комплекс субканального и системного реалистического кодов [7], в таком случае появляется возможность исследовать отдельную ТВС (или группу сборок) не «саму по себе», а учитывая её взаимодействие со сборками всей активной зоны (а.з). Системные теплогидравлические коды – программные комплексы, предназначенные для моделирования параметров теплоносителя во всей ядерной энергетической установке (ЯЭУ). Однако невозможно непосредственно применять полученную при помощи системного кода информацию в качестве исходных данных для субканального кода. Необходима модель и реализующий её код, позволяющий рассчитывать распределение усреднённых по сечению ТВС параметров теплоносителя (в частности, массового расхода). Эта же модель должна учитывать, что в субканальных кодах более детально (большим количеством фаз) и, следовательно, адекватно моделируется структура теплоносителя.

В качестве связующего звена между системным и субканальным кодами используется компьютерная программа, реализующая математическую модель, в которой параметры теплоносителя рассматриваются усреднёнными по поперечному сечению ТВС, составляющих а.з. реактора. Расчётные теплогидравлические коды такого класса называют «канальными» [8] или «кассетными» [3, 4, 7]. Часто такие программы используют модели, основанные на приближении пористого тела. Автор в качестве «кассетной» предложил применять математическую модель, являющуюся упрощением субканальной [4]. ТВС рассматривается как субканал, не взаимодействующий со смежными. Вся активная зона представляется совокупностью невзаимосвязанных параллельных каналов с общим входным и выходным коллекторами (рис. 3). Опыт показал, что такая модель требует доработки. Была разработана и проходит тестирование компьютерная программа, в которой реализована «макросубканальная» (суть термина поясняет рис. 4) модель, в которой роль «больших» субканалов (макросубканалов) выполняют группы смежных в достаточной мере гидравлически эквивалентных субканалов [5].

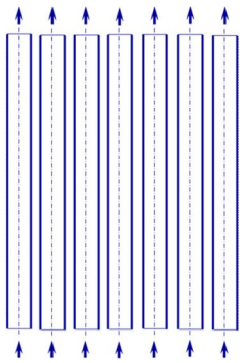


Рис.3. Представление активной зоны в «кассетном» («канальном») приближении

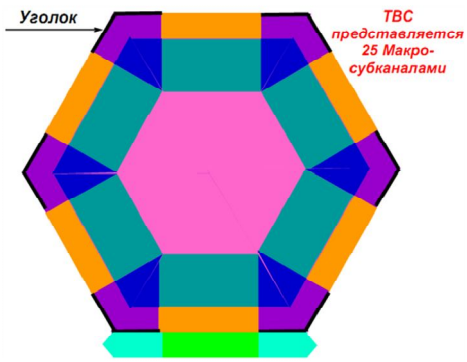


Рис.4. Схема разбивки гексагогальной ТВС на макросубканалы

В докладе представлены результаты вычислительных экспериментов.

Литература

1. Ishii M. Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow. Paris: Eyrolles, 1975. – 284 p.
2. Семенович О. В. Термогидродинамика переходных и аварийных режимов реакторных установок: учеб. пособие. Минск: Вышэйшая школа, 2016. – 239 с.
3. Semenovich O. V. Modeling of Thermohydrodynamic Processes in Fuel Rod Assemblies of Water Cooled Reactors // Proceedings of The Twenty-Fourth Symposium of AER. 14–19 October 2014. Sochi, MTA Energiatudományi Kutatóközpont, Budapest. 2014. Pt 2. P. 649–665.
4. Семенович О. В. Моделирование теплофизических процессов в активной зоне водоохлаждаемого реактора // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика ядерных реакторов. 2016. Вып. 2. С. 87–95.
5. Семенович О. В. Субканальные расчётные коды для теплогидравлического анализа ТВС водоохлаждаемого реактора // 10-я междунар. науч.-техн. конф. "Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР": сб. тезисов докл. Подольск: ОКБ "ГИДРОПРЕСС", 2017. С. 32–33.
6. Семенович О. В. Моделирование термомеханических процессов в твэлах водоохлаждаемых ядерных реакторов в субканальных расчётных кодах // 11-я междунар науч-техн. конф. «Обеспечение безопасности АЭС с ВВЭР»: сб. тезисов докл. Подольск: ОКБ "ГИДРОПРЕСС", 2019 г. С. 39–40.
7. Семенович О. В. Интеграция системного реалистического и субканального теплогидравлических кодов в единый программный комплекс: необходимость, проблемы, возможные пути решения // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэх. навук. 2011. № 4. С. 77–80.
8. Yudov Yu. V., Danilov I. G., Chepilko S. S. Implementation of CFD module in the KORSAR thermal-hydraulic system code // Proceedings of The Twenty-Fourth Symposium of AER. 14–19 October 2014. Sochi, MTA Energiatudományi Kutatóközpont, Budapest. 2014. Pt 2. P. 633–648.

УДК 66.045.3:678.073:629.7

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В КОНСТРУКЦИЯХ ИЗ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

В. Л. Страхов, Вл. О. Каледин

АО «Центральный научно-исследовательский институт специального машиностроения», г. Хотьково Московской обл., Россия
strakhovvl@gmail.com

Рассматривается тепломассоперенос в тепло- и огнезащитных конструкциях, выполненных из композиционных материалов (КМ) на полимерной или минеральной основе. При высокотемпературном нагреве эти материалы подвергаются термическому разложению (пиролизу, дегидратации), сопровождающемуся поглощением теплоты, выделением жидких и парогазообразных продуктов. Параметры указанного процесса необходимо учитывать при проведении оценок эксплуатационных качеств КМ и определении требуемой толщины жертвенных слоев конструкции. Очевидно, что для этого необходима комплексная математическая модель, включающая субмодели: тепломассопереноса в прогретом слое конструкции, кинетики и энергетики пиролиза (дегидратации), теплофизических характеристик разлагаю-

щегося материала. Для оптимизации рецептур КМ модель должна быть построена с учетом параметров их состава и структуры.

Такая модель была создана на основе общего математического аппарата теории тепломассопереноса [1, 2] и теории теплозащиты [3, 4] с доработками, выходящими за пределы того круга научных проблем, на которые была ориентирована теория. Основная особенность принятого подхода заключается в том, что на всех стадиях жизненного цикла конструкции (от изготовления до основной работы) её материал рассматривается как деформируемый твердый каркас со статистически однородной системой сообщающихся пор, в которых содержатся газы (пары) или жидкости различной физической природы.

В основу общей системы уравнений положены классические законы сохранения массы, количества движения и энергии, а также выведенное в [2] дифференциальное уравнение переноса субстанции C:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \operatorname{div}(C\mathbf{v}) + \operatorname{div}\,\mathbf{j}_C = \omega,$$

где t – время, $\mathbf{v}$ – вектор скорости среды; $\mathbf{j}_C$ – вектор плотности диффузионного потока субстанции, ω – интенсивность объемных источников (стоков) субстанции.

С учетом допущений, обоснованных в работах [5–7], система уравнений тепломассопереноса в тепло- и огнезащитных конструкциях представлена в виде

$$(1-\varphi)\rho' c' \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda_\Sigma \operatorname{grad} T) + c_v \vec{m}_v \cdot \operatorname{grad} T + c_w \vec{m}_w \cdot \operatorname{grad} T - r\dot{R}_{vc} - Q\dot{R}_d\,, \qquad (1)$$

$$\rho_o \frac{\partial v}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda_m \operatorname{grad} p) + \operatorname{div}(\rho_o D_v \operatorname{grad} v) + \dot{R}_{vc} + \dot{R}_d\,, \qquad (2)$$

$$\rho_o \frac{\partial w}{\partial t} = \operatorname{div}(\rho_o D_w \operatorname{grad} w) - \dot{R}_{vc}\,. \qquad (3)$$

Замыкающие соотношения:

$$\dot{R}_{vc} = \gamma w(v_{eq} - v),\ \ v = \frac{\varphi p}{\rho_o R_v T},\ \ \ln(p_{eq}/p_s) = -0{,}1892/(Tw^{2{,}01}),\ \ \dot{R}_d = \rho_o(1-K)\frac{d\chi}{dt},$$

$$\frac{d\chi}{dt} = A_d \exp(-E_d/RT)\left[1-\chi(T)\right]^n\left[\chi(T)\right]^m,\ \ -\frac{d\beta}{dt} = A_c \exp\left(-\frac{E_c}{RT}\right)(1-\beta)^a \beta^b,$$

$$\lambda_\Sigma = f_1(\beta, \chi, T),\ \ c' = f_2(\beta,\chi,T),\ \ \rho' = f_3(\beta,\chi,T).$$

Параметры математических моделей кинетики отверждения (A_c, E_c, a, b) и кинетики высокотемпературного пиролиза (A_d, E_d, n, m) определены для ряда используемых на практике КМ методом обратной задачи по экспериментальным данным, полученным известными методами дифференциального термического анализа (ДТА), дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) и термогравиметрического анализа (ТГА) в широком диапазоне температур (до 1500 °С) и скоростей нагрева (до 150 К/мин). Зависимости теплофизических характеристик КМ от степени отверждения, степени пиролиза и температуры (f_1, f_2, f_3) в рабочем диапазоне температур определены с использованием обоснованных моделей состава и структуры КМ методом обратной задачи теплопроводности по экспериментальным данным, полученным на современных теплофизических приборах и на стенде лучистого нагрева представительных образцов материалов.

Входящие в математическую модель тепломассопереноса основные уравнения (1)–(3) имеют сходную структуру и могут быть записаны в виде

$$A(U)\frac{\partial U}{\partial t} = \mathrm{div}\left(\lambda(U)\,\mathrm{grad}U\right) + B(U)\,\mathrm{grad}U + \omega(U). \qquad (4)$$

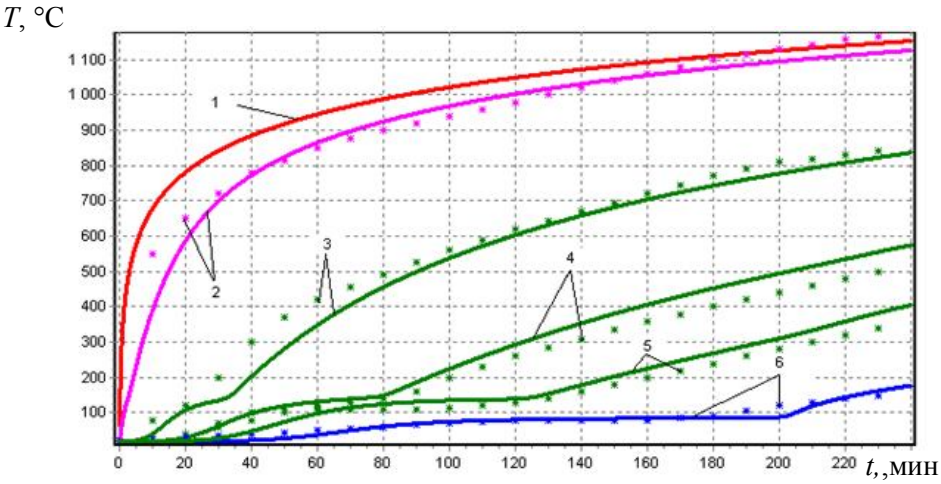
Применение аналитических методов интегрирования дифференциальных уравнений к нелинейному уравнению (4), определенному на двумерной и, тем более, на трехмерной области общего вида, затруднительно (особенно при нетривиальных граничных условиях). В силу этого краевая задача тепломассопереноса в сечении конструкции решается численно, методом конечных разностей, получившим широкое распространение благодаря своей универсальности и хорошо разработанной теории.

В качестве примера на рисунке приведены основные результаты численного решения краевой задачи тепломассопереноса в пластине из огнезащитного материала на основе цементного связующего и трепельного заполнителя, полученное при следующих начальных и граничных условиях:

$$T\big|_{t=0} = T_0; \quad v\big|_{t=0} = v_0; \quad w\big|_{t=0} = w_0; \quad -\lambda\frac{\partial T}{\partial n}\Big|_{h-0} = \alpha_f\left(T_f - T_h\right) + A_f\sigma\left(T_f^4 - T_h^4\right);$$

$$v\big|_{h-0} = v_f; \quad \frac{\partial w}{\partial n}\Big|_{h-0} = 0; \quad -\lambda\frac{\partial T}{\partial n}\Big|_{c-0} = \alpha_e\left(T_c - T_e\right) + A_e\sigma\left(T_c^4 - T_e^4\right);$$

$$-\rho_o D_v\frac{\partial v}{\partial n}\Big|_{c-0} = \alpha_{v,e}\left(v_c - v_0\right); \quad \frac{\partial w}{\partial n}\Big|_{c-0} = 0.$$



Зависимость от времени температуры огнезащитной плиты на основе цемента и трепельного заполнителя толщиной 121 мм, обогреваемой по одной из поверхностей газовой средой с температурой, изменяющейся во времени по режиму, реализованному при огневых испытаниях [5] (влагосодержание 6%): 1 – температура пламени; 2 – температура обогреваемой поверхности плиты; 3 – температура на глубине 28,5мм; 4 – температура на глубине 59,5 мм; 5 – температура на глубине 82 мм; 6 – температура необогреваемой поверхности; кривые – расчет; точки – эксперимент

При проведении расчетов использовали приведенные в работе [5] значения характеристик рассматриваемого КМ и параметров тепломассообмена: плотность ρ_0 = 2200 кг/м^3; теплоемкость c = 921 Дж/(кг К); теплопроводность $\lambda = -1{,}971\cdot10^{-9}T^3 + 4{,}522\cdot10^{-6} - 3{,}898\cdot10^{-3} + 2{,}189$; пористость φ_0 = 0,4; коэффициент диффузии пара D_v = 1,94 10^{-5} м^2/с; коэффициент диффузии воды D_w = 5,56 10^{-10}exp(19,2w); объемная скорость испарения–конденсации в по-

рах $\gamma = 7{,}2\ 10^4$; предъэкспонента $A_d = 1.08\ 10^8$ 1/с; энергия активации $E_d/R = 8331$ К; показатели степени $n = m = 0$; коэффициент теплоотдачи от газовой среды огневой печи к обогреваемой поверхности плиты $\alpha_f = 25$ Вт/(м^2 К); коэффициент теплоотдачи от необогреваемой поверхности плиты $\alpha_f = 18$ Вт/(м^2 К); коэффициент массообмена между необогреваемой поверхностью и окружающей средой $\alpha_{v,e} = 2{,}44$ кг/(м^2·с); температура окружающей среды $T_e =$ = 20 °С. Поскольку, обогреваемая поверхность плиты была закрыта стальной пластиной, не проницаемой для пара, конвективный перенос массы не учитывался.

Из рисунка видно, что полученное решение рассматриваемой краевой задачи позволяет учесть достаточно сильный физический эффект быстрого подъема и последующей продолжительной стабилизации температуры на уровне около 100 ºС в толще и на необогреваемой поверхности конструкции, зафиксированный при многочисленных огневых испытаниях огнезащитных конструкций.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 08-08-00354.

Обозначения

φ – пористость; ρ_0 – объемная плотность материала; ρ', c' – плотность и теплоемкость каркаса; T – температура; t – время; λ_Σ – эффективная (суммарная) теплопроводность материала, учитывающая лучистый перенос теплоты; $\vec{m}$ – вектор массовой скорости; r, $\dot{R}_{vc}$ – тепловой эффект и объемная скорость выделения (поглощения) массы пара при испарении (конденсации); Q, $\dot{R}_d$ – суммарный тепловой эффект и объемная скорость газовыделения при пиролизе (дегидратации); v – массовое содержание пара; w – массовое содержание жидкости (воды); w_0 – массовая доля адсорбированной влаги в исходном материале; D_w – коэффициент диффузии жидкой воды; β – степень завершенности отверждения; χ – степень завершенности пиролиза (дегидратации); n – нормаль к поверхности; α – коэффициент конвективного теплообмена; A – приведенная степень черноты газовой среды и поверхности; σ – постоянная Стефана–Больцмана; α_v – коэффициент массообмена ; γ – объемная скорость испарения–конденсации в порах; A_d, E_d – предъэкспонента и энергия активации процесса пиролиза (дегидратации); p – давление. Индексы: 0 – начальное значение; v – пар; w – жидкость (вода); h – обогреваемая поверхность; c – необогреваемая поверхность; f – газовая среда пожара; e – газовая среда, омывающая необогреваемую поверхность; eq – равновесное значение; d – деструкция (дегидратация); s – давление насыщения. Размерности физических величин в системе СИ.

Литература

1. Лыков А. В., Михайлов Ю. А. Теория тепло- и массопереноса. М.: Госэнергоиздат, 1963. – 535 с.

2. Лыков А. В. Тепломассообмен: справочник. М.: Энергия, 1978. – 480 с.

3. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. – 392 с.

4. Панкратов Б. М., Полежаев Ю. В., Рудько А. К. Взаимодействие материалов с газовыми потоками. М.: Машиностроение.1976. – 224 с.

5. Kazunori Harada, Toshio Terai. Numerical Simulation of Fire Resistance Test of a Concrete Slab//Fire Safety Science – Proceedings of Second International Symposium. New York, Washington, Philadelphia, London, 1989. P. 707–717.

6. Страхов В. Л., Гаращенко А. Н., Кузнецов Г. В., Рудзинский В. П. Высокотемпературный тепломассоперенос в слое влагосодержащего огнезащитного материала // ТВТ. 2000. Т. 38, № 6. С. 958–962.

7. Страхов В. Л., Гаращенко А. Н., Кузнецов Г. В., Рудзинский В. П. Процессы тепломассообмена в водосодержащих материалах при пожаре // Матем. моделирование. 2000. Т. 12, № 6. С. 22–26.

УДК 536.242

КОЛЕБАНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ОБЛАСТЯХ, ОГРАНИЧЕННЫХ ИЗНУТРИ ИЛИ СНАРУЖИ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА ИЛИ СФЕРОИДА

М. И. Супельняк

МГТУ им. Н. Э. Баумана (Калужский филиал), г. Калуга, Россия

Работа ряда устройств и конструкций сопровождается циклическим изменением температуры их деталей во времени. Колебания температуры деталей могут повлиять как на эффективность установки, так и на ее надежность, поскольку возбуждают термоциклические напряжения, способные вызвать разрушение деталей. Одним из факторов, влияющих на колебания температуры, является форма поверхности тела. В телах простой геометрической формы возможно возникновение одномерных колебаний температуры. Исследования одномерных колебаний температуры приведены в классических работах [1–3]. В работе [4] предложены одномерные модели для расчета колебаний температуры и термоциклических напряжений в термическом слое, в котором затухают колебания температуры при достаточно высокой частоте процесса, учитывающие форму поверхности тела. Для валидации предложенных моделей необходимо располагать решениями пространственных задач термоупругости. Наиболее простыми являются двумерные задачи.

В проведенном исследовании найдены решения двумерных циклических задач теплопроводности в областях, ограниченных изнутри или снаружи поверхностью эллиптического цилиндра или сфероида. Указанные области интересны тем, что позволяют изучить влияние неоднородности формы поверхности на колебания температуры: у граничной поверхности, имеющей форму эллиптического цилиндра, одна главная кривизна равна нулю, а вторая изменяется вдоль поверхности; у граничной поверхности, имеющей форму эллипсоида вращения, обе главные кривизны отличны от нуля, имеют одинаковый знак и изменяются вдоль поверхности. При этом частным случаем поверхности эллиптического цилиндра является поверхность кругового цилиндра, а частным случаем поверхности сфероида является сфера. Частные случаи граничных поверхностей примечательны следующим: у кругового цилиндра одна главная кривизна равна нулю, а вторая отлична от нуля и постоянна вдоль поверхности; у сферы обе главные кривизны отличны от нуля, равны и постоянны вдоль поверхности. При пространственно однородных условиях теплообмена на поверхности кругового цилиндра или сферы колебания температуры в ограниченной ею области будут одномерными.

Задачи теплопроводности решались при граничных условиях трех типов, каждому из которых для удобства был присвоен номер: для граничного условия I рода $j = 1$; для граничного условия II рода $j = 2$; для граничного условия III рода $j = 3$. Все задачи теплопроводности предварительно были приведены к безразмерному виду, содержащему безразмерные переменные

$$\hat{x} = x/\upsilon; \quad \hat{y} = y/\upsilon; \quad \hat{z} = z/\upsilon; \; \hat{R} = R/\upsilon; \quad \hat{h} = h/\upsilon; \quad \hat{l} = l/\upsilon; \quad \hat{t} = \omega t;$$

$$\hat{T}_w = T_w \big/ \Delta T_w^*; \quad \hat{q}_w = q_w \big/ \Delta q_w^*; \quad \hat{T}_f = T_f \big/ \Delta T_f^*; \quad \mathrm{Bi} = \alpha\upsilon/\lambda;$$

$$\hat{T} = T \big/ \Delta T_w^*, \ j = 1; \ \hat{T} = \lambda T \Big/ \left(\upsilon \Delta q_w^*\right), \ j = 2; \ \hat{T} = T \big/ \Delta T_f^*, \ j = 3.$$

Здесь x, y, z – декартовы координаты, м; R, h, l – большая полуось, малая полуось и линейный эксцентриситет эллипса, определяющего форму граничной поверхности, м; t – время, с; $\upsilon = \sqrt{a/\omega}$ – характерный линейный масштаб процесса, м; a – коэффициент температуропроводности материала тела, м^2/с; $\omega = 2\pi/\tau$ – круговая частота процесса, с$^{-1}$; τ – период цикла, с; T – температура тела, К; T_w – температура поверхности тела, К; q_w – плотность теплового потока через поверхность тела, Вт/м^2; T_f – температура жидкости, К; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м^2·К); λ – коэффициент теплопроводности материала тела, Вт/(м·К); ΔT_w^* – характерный размах колебаний температуры поверхности тела, К; Δq_w^* – характерный размах колебаний плотности теплового потока через поверхность тела, Вт/м^2; ΔT_f^* – характерный размах колебаний температуры жидкости, К; Bi – критерий Био. Геометрические параметры эллипса связаны соотношениями

$$\hat{h} = \hat{R}\sqrt{1-\varepsilon^2}; \ \hat{l} = \varepsilon \hat{R},$$

где $\varepsilon \in [0,1)$ – эксцентриситет эллипса. Декартовы координаты $\hat{x}$, $\hat{y}$ выражаются через эллиптические координаты μ, η по формулам

$$\hat{x} = \hat{l}\,\mathrm{ch}\,\mu\cos\eta, \ \hat{y} = \hat{l}\,\mathrm{sh}\,\mu\sin\eta.$$

Декартовы координаты $\hat{x}$, $\hat{y}$, $\hat{z}$ выражаются через вытянутые сфероидальные координаты μ, η, φ по формулам

$$\hat{x} = \hat{l}\,\mathrm{sh}\,\mu\sin\eta\cos\varphi, \ \hat{y} = \hat{l}\,\mathrm{sh}\,\mu\sin\eta\sin\varphi, \ \hat{z} = \hat{l}\,\mathrm{ch}\,\mu\cos\eta.$$

Декартовы координаты $\hat{x}$, $\hat{y}$, $\hat{z}$ выражаются через сплюснутые сфероидальные координаты μ, η, φ по формулам

$$\hat{x} = \hat{l}\,\mathrm{ch}\,\mu\cos\eta\cos\varphi, \quad \hat{y} = \hat{l}\,\mathrm{ch}\,\mu\cos\eta\sin\varphi, \quad \hat{z} = \hat{l}\,\mathrm{sh}\,\mu\sin\eta.$$

Всего было рассмотрено шесть областей, ограниченных изнутри и снаружи поверхностями эллиптического цилиндра, вытянутого сфероида и сплюснутого сфероида. Каждой области соответствовал свой номер k: $k = 0$ – пространству с эллиптическим каналом; $k = 1$ – эллиптическому цилиндру; $k = 2$ – пространству с вытянутой сфероидальной полостью; $k = 3$ – вытянутому сфероиду; $k = 4$ – пространству со сплюснутой сфероидальной полостью; $k = 5$ – сплюснутому сфероиду.

В рассматриваемых областях нестационарная циклическая задача теплопроводности для безразмерной температуры $\hat{T} = \hat{T}\left(\mu, \eta, \hat{t}\right)$ может быть записана в виде:

$$\frac{\partial \hat{T}}{\partial \hat{t}} = \frac{1}{\hat{l}^2\zeta^2}\left(\frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial \mu^2} + \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial \eta^2} + \phi\frac{\partial \hat{T}}{\partial \mu} + \psi\frac{\partial \hat{T}}{\partial \eta}\right), \quad \mu \in \Omega_\mu, \quad \eta \in \Omega_\eta, \quad \hat{t} > -\infty, \quad j = \overline{1,3}, \quad k = \overline{0,5};$$

$$\hat{T}\left(\mu,\eta,\hat{t}+2\pi\right)=\hat{T}\left(\mu,\eta,\hat{t}\right),\quad \mu\in\Omega_\mu,\quad \eta\in\Omega_\eta,\quad \hat{t}>-\infty,\quad j=\overline{1,3},\quad k=\overline{0,5};$$

$$\hat{T}\left(\mu,\eta+2\pi,\hat{t}\right)=\hat{T}\left(\mu,\eta,\hat{t}\right),\quad \mu\in\Omega_\mu,\quad \eta\in\Omega_\eta,\quad \hat{t}>-\infty,\quad j=\overline{1,3},\quad k=0,1;$$

$$\lim_{\mu\to+\infty}\left(\xi\frac{\partial\hat{T}}{\partial\mu}\right)=0,\quad \eta\in\Omega_\eta,\quad \hat{t}>-\infty,\quad j=\overline{1,3},\quad k=0,2,4;$$

$$\hat{T}\left(0,\eta,\hat{t}\right)=\hat{T}\left(0,-\eta,\hat{t}\right),\quad \eta\in\Omega_\eta,\quad \hat{t}>-\infty,\quad j=\overline{1,3},\quad k=1,5;$$

$$\frac{\partial\hat{T}\left(0,\eta,\hat{t}\right)}{\partial\mu}=-\frac{\partial\hat{T}\left(0,-\eta,\hat{t}\right)}{\partial\mu},\quad \eta\in\Omega_\eta,\quad \hat{t}>-\infty,\quad j=\overline{1,3},\quad k=1,5;$$

$$\frac{\partial\hat{T}\left(\mu,\eta,\hat{t}\right)}{\partial\eta}=0,\ \mu\in\Omega_\mu,\quad \left|\eta-\pi/2\right|=\pi/2,\quad \hat{t}>-\infty,\quad j=\overline{1,3},\quad k=2,3;$$

$$\frac{\partial\hat{T}\left(0,\eta,\hat{t}\right)}{\partial\mu}=0,\quad \eta\in\Omega_\eta,\quad \hat{t}>-\infty,\quad j=\overline{1,3},\quad k=3;$$

$$\frac{\partial\hat{T}\left(\mu,\eta,\hat{t}\right)}{\partial\eta}=0,\quad \mu\in\Omega_\mu,\ \left|\eta\right|=\pi/2,\quad \hat{t}>-\infty,\quad j=\overline{1,3},\quad k=4,5;$$

$$\hat{T}\left(\mu_w,\eta,\hat{t}\right)=\hat{T}_w,\quad \eta\in\Omega_\eta,\quad \hat{t}>-\infty,\quad j=1,\quad k=\overline{0,5};$$

$$-\chi\frac{1}{\hat{l}\zeta_w}\frac{\partial\hat{T}\left(\mu_w,\eta,\hat{t}\right)}{\partial\mu}=\hat{q}_w,\quad \eta\in\Omega_\eta,\quad \hat{t}>-\infty,\quad j=2,\quad k=\overline{0,5};$$

$$-\chi\frac{1}{\hat{l}\zeta_w}\frac{\partial\hat{T}\left(\mu_w,\eta,\hat{t}\right)}{\partial\mu}=\mathrm{Bi}\left[\hat{T}\left(\mu_w,\eta,\hat{t}\right)-\hat{T}_f\right],\quad \eta\in\Omega_\eta,\quad \hat{t}>-\infty,\quad j=3,\quad k=\overline{0,5}.$$

Здесь Ω_μ, Ω_η – области определения переменных μ, η:

$$\Omega_\mu=\left(\mu_w,+\infty\right),\ k=0,2,4;\ \Omega_\mu=\left(0,\mu_w\right),\ k=1,3,5;$$

$$\Omega_\eta=\left(-\infty,+\infty\right),\ k=0,1;\ \Omega_\eta=\left(0,\pi\right),\ k=2,3;\ \Omega_\eta=\left(-\pi/2,\pi/2\right),\ k=4,5;$$

$\zeta=\zeta\left(\mu,\eta\right)$, $\xi=\xi\left(\mu,\eta\right)$ – функции, определяющие коэффициенты Ляме $\hat{l}\zeta$, $\hat{l}\xi$ для криволинейных систем координат:

$$\zeta=\sqrt{\left[\mathrm{ch}\left(2\mu\right)-\cos\left(2\eta\right)\right]/2}\equiv\sqrt{\mathrm{ch}^2\,\mu-\cos^2\eta}\equiv\sqrt{\mathrm{sh}^2\,\mu+\sin^2\eta},\quad k=\overline{0,5};$$

$$\xi=1,\quad k=0,1;\ \xi=\mathrm{sh}\,\mu\sin\eta,\quad k=2,3;\ \xi=\mathrm{ch}\,\mu\cos\eta,\quad k=4,5;$$

$$\zeta_w=\zeta\left(\mu_w,\eta\right);\ \chi=\left(-1\right)^{k+1};\ \mu_w=\mathrm{arth}\left(\sqrt{1-\varepsilon^2}\right)$$

– значение μ на граничной поверхности области; $\hat{T}_w = \hat{T}_w\left(\eta,\hat{t}\right)$; $\hat{q}_w = \hat{q}_w\left(\eta,\hat{t}\right)$; $\hat{T}_f = \hat{T}_f\left(\eta,\hat{t}\right)$; $\mathrm{Bi} = \mathrm{Bi}\left(\eta,\hat{t}\right)$. Все краевые функции являются периодическими функциями $\hat{t}$:

$$\hat{T}_w\left(\eta,\hat{t}+2\pi\right)=\hat{T}_w\left(\eta,\hat{t}\right),\ \hat{q}_w\left(\eta,\hat{t}+2\pi\right)=\hat{q}_w\left(\eta,\hat{t}\right),$$

$$\hat{T}_f\left(\eta,\hat{t}+2\pi\right)=\hat{T}_f\left(\eta,\hat{t}\right),\ \mathrm{Bi}\left(\eta,\hat{t}+2\pi\right)=\mathrm{Bi}\left(\eta,\hat{t}\right),\ \eta\in\Omega_\eta,\ \hat{t}>-\infty,\ k=\overline{0,5}.$$

В эллиптической системе координат краевые функции также являются периодическими функциями η:

$$\hat{T}_w\left(\eta+2\pi,\hat{t}\right)=\hat{T}_w\left(\eta,\hat{t}\right),\ \hat{q}_w\left(\eta+2\pi,\hat{t}\right)=\hat{q}_w\left(\eta,\hat{t}\right),$$

$$\hat{T}_f\left(\eta+2\pi,\hat{t}\right)=\hat{T}_f\left(\eta,\hat{t}\right),\ \mathrm{Bi}\left(\eta+2\pi,\hat{t}\right)=\mathrm{Bi}\left(\eta,\hat{t}\right),\quad \eta\in\Omega_\eta,\quad \hat{t}>-\infty,\quad k=0,1.$$

Помимо этого функция $\hat{q}_w$ удовлетворяет условию

$$\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}\zeta_w\xi_w\hat{q}_w\,d\eta\,d\hat{t}=0,\quad k=0,1;\quad \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\zeta_w\xi_w\hat{q}_w\,d\eta\,d\hat{t}=0,\quad k=2,3;$$

$$\int_0^{2\pi}\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\zeta_w\xi_w\hat{q}_w\,d\eta\,d\hat{t}=0,\quad k=4,5,$$

где $\xi_w=\xi\left(\mu_w,\eta\right)$.

Решения задач теплопроводности в эллиптической системе координат получены в виде двойных рядов, включающих тригонометрические функции переменной времени и функции Матье [6, 7] пространственных переменных. Решения задач теплопроводности в сфероидальных системах координат получены в виде двойных рядов, включающих тригонометрические функции переменной времени и сфероидальные волновые функции [7, 8] пространственных переменных. Установлены выражения для постоянных интегрирования. Для случая, когда функция $\zeta_w\mathrm{Bi}$ зависит от η и $\hat{t}$, был использован подход Р. С. Минасяна [9], сводящий нахождение постоянных интегрирования к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений с бесчисленным множеством неизвестных. Для простейших условий теплообмена проведены расчеты с использованием найденных зависимостей. Результаты вычислений сопоставлены с одномерными решениями циклической задачи теплопроводности в цилиндрической и сферической системе координат.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-31-00090.

Литература

1. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
2. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. – 488 с.
3. Лыков А. В., Берковский Б. М. Конвекция и тепловые волны. М.: Энергия, 1974. – 336 с.
4. Супельняк М. И. Решение нестационарных циклических задач теплопроводности и термоупругости в приближении термического слоя // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену (23–26 мая 2016 г.): тез. докл. и сообщ. Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси. Минск, 2016. Т. 2. С. 431–434.

5. Мэтьюз Дж., Уокер Р. Математические методы физики. М.: Атомиздат, 1972. – 398 с.
6. Мак-Лахлан Н. В. Теория и приложения функций Матье. М.: ИЛ, 1953. – 475 с.
7. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 3. Эллиптические и автоморфные функции. Функции Ламе и Матье. М.: Наука, 1967. – 300 с.
8. Комаров И. В., Пономарев Л. И., Славянов С. Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. М.: Наука, 1976. – 320 с.
9. Минасян Р. С. Об одной периодической задаче теплопроводности в полом бесконечном цилиндре // ИФЖ. 1969. Т. 17, № 5. С. 880–891.

УДК 621.5:519.6

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОМАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕКОМБИНАТОРАХ ВОДОРОДА ПРИ АВАРИЙНОЙ СИТУАЦИИ НА АЭС

А. Г. Трифонов, Д. А. Чурилович

Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны, г. Минск, Республика Беларусь

Введение. Одним из ключевых вопросов при эксплуатации АЭС является обеспечение водородной безопасности. Авария на АЭС «Three Mile Island», где воспламенение хорошо перемешанной водородно-воздушной смеси под защитной оболочкой, образовавшейся в результате взаимодействия разогретого материала оболочек твэлов с паром, могло легко быть спровоцировано искрой в электрооборудовании, стала отправной точкой в изучении способов исключения водородного взрыва или смягчения его последствий в случае аварийных ситуаций на АЭС. Однако 11 марта 2011 г. произошла авария на АЭС «Fukushima Daiichi», где были предусмотрены системы для снижения рисков водородного взрыва, но из-за недостаточной стойкости технических средств удаления и контроля концентрации водорода в условиях тяжелой аварии произошел взрыв водородно-воздушной смеси [1].

Пассивные каталитические рекомбинаторы водорода. Образующийся в процессе эксплуатации АЭС водород удаляется из контура совместно с неконденсируемыми газами и дожигается без контакта с атмосферой. Согласно принципу глубокоэшелонированной защиты пассивные рекомбинаторы устанавливаются перед последним барьером, предотвращающим выход продуктов деления в окружающую среду, т. е. внутри защитной оболочки здания ядерного реактора. В случаях аварийных ситуаций возможен неконтролируемый выход водорода под защитную оболочку и образование взрывоопасной водородно-воздушной смеси, для удаления которой из-под контайнмента разработана специальная система, основным элементом которой являются пассивные каталитические рекомбинаторы водорода (ПКВР).

ПКРВ разрабатывались с целью предотвращения накопления водорода внутри защитной оболочки АЭС в условиях аварии (проектной или запроектной). Каталитическая реакция окисления водорода является экзотермическим процессом, т. е. в результате протекания реакции выделяется тепло. Протекание экзотермической гетерогенной химической реакции на поверхности раздела газ/катализатор приводит к нагреву самих несущих элементов, газообразных реагентов и продуктов реакции окисления. Нагретая газовая смесь реагентов и продуктов реакции вследствие снижения плотности компонентов движется вверх и приводит к формированию естественно-конвекционного течения вдоль каталитической поверхности (появления «тяги») [2, 3]. Производительность ПКВР должна соответствовать условию по-

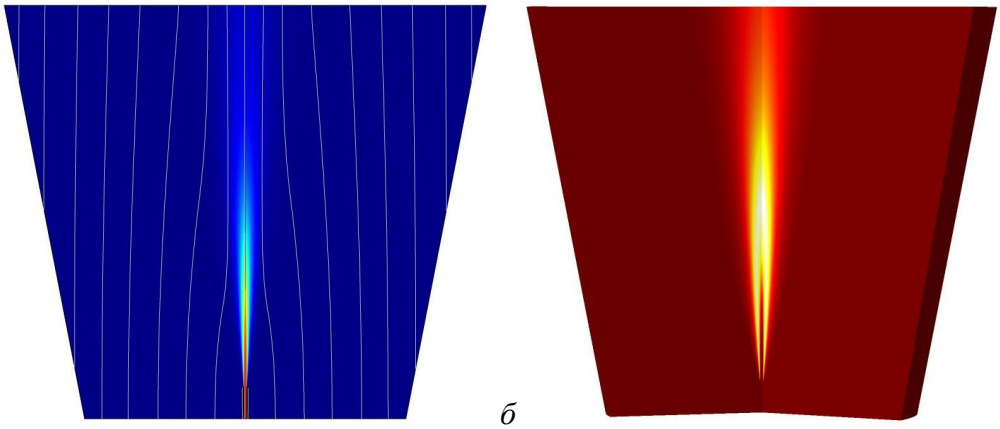
ступления водорода от всех возможных источников при развитии тяжелых аварий под защитной оболочкой.

Целью работы является разработка математической модели обеспечения водородной безопасности при аварийной ситуации на Белорусской АЭС для анализа процессов тепломассопереноса при горении водорода на рекомбинаторах водорода.

Описание работы. Математическая модель разработана с использованием математических атрибутов программного комплекса COMSOL. COMSOL – это универсальная среда численного моделирования систем, устройств и процессов во всех областях проектирования, производства и научных исследований, включающая в себя следующие этапы: от создания геометрии, определения свойств материалов и описания физических явлений, до настройки решения и процесса постобработки, что позволяет получать точные и надежные результаты. Разработанная модель включает в себя решение двухмерных осесимметричных стационарных уравнений сохранения массы, импульса и энергии, а также учитывает химические реакции при горении водорода в воздушной смеси.

Данная модель построена для единичного элемента пассивного каталитического рекомбинатора водорода и позволяет рассчитывать поля температур и давления при работе ПКРВ в условиях каталитического воспламенения водорода. В ходе работы модели возможен учет изменения входных концентраций водорода и воздушной смеси.

Результаты и выводы. Результирующее поле скоростей в неизотермической струе показано на рисунке, *а*, на котором отчетливо видно расширение горячего потока. Турбулентное перемешивание во внешних частях струи способствует ускорению газообразной среды и вовлечению в данный поток новых порций газовых смесей.



а *б*

Полученные при моделировании результаты: *а* – поле скоростей, *б* – распределение температуры

Распределение температуры в струе представлено на рисунке, *б*. Максимальная температура в струе составляет приблизительно 1960 К. Видно, что при данных условиях наблюдается пламя без отрыва, т. е. оно прикреплено к трубе.

Данная модель может быть использована для построения полномасштабной модели ПКРВ при аварийных ситуациях.

Литература

1. Кириллов И. А., Харитонова Н. Л. Обеспечение водородной безопасности на атомных электростанциях с водоохлаждаемыми реакторными установками. Современное состояние проблемы // Ядерная и радиационная безопасность. 2017. № 2 (84). С. 2–12.

2. International Atomic Energy Agency (IAEA), Migration of hydrogen hazards in water cooled power reactors, IAEA-TECDOC-1196. Vienna, 2001. – 48 p.

3. Котов В. В., Игнатьев А. А., Капица Д. В., Шурыгина Н. Ю. Расчетное обоснование водородной безопасности АЭС с ВВЭР с использованием трехмерных программных кодов // Сб. тез. МНПК по атомной энергетике «Безопасность, эффективность, ресурс». Севастополь, 2019. С. 15–18.

УДК 629.7.06

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ СОЗДАНИИ СЖИГАЕМЫХ КОНСТРУКЦИЙ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ ИЗ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПОСЛЕ ВЫПОЛНЕНИЯ МИССИИ

В. И. Трушляков[1], А. В. Паничкин[2], К. И. Жариков[1], Д. Ю. Давыдович[1]

[1]Омский государственный технический университет, г. Омск, Россия
[2]Омский филиал Института математики им. С. Л. Соболева СО РАН, г. Омск, Россия

При спуске с рабочих орбит возвращаемых пилотируемых космических кораблей, отработавших автоматических космических аппаратов, отработавших орбитальных ступеней ракет-носителей (РН), отделяющихся частей ступеней РН на участке выведения полезных нагрузок на рабочие орбиты (створки головных обтекателей, межступенные переходные отсеки) возникает ряд научно-технических проблем, в том числе: прогноз координат их точек падения, минимизация площадей районов падения для приёма из космоса несгоревших фрагментов, проведение анализа термопрочности конструкций и т. д.

Специфика рассматриваемого класса отделяющихся частей РН (межступенные переходные отсеки, створки головных обтекателей) заключается в том, что скорости их входа в атмосферу на высоте 100 км составляют 1,0–1,5 км/с, что в несколько раз меньше скоростей входа отработавших ступеней РН, космических аппаратов при их спуске с рабочих орбит (6–8 км/с), которые сгорают практически полностью при движении на атмосферном участке траектории спуска.

В настоящий момент времени в ряде исследований предложены технические решения по сокращению площадей районов падения отделяющихся частей РН типа переходные отсеки, створки головных обтекателей, основанные на сжигании их конструкций при движении на атмосферном участке траектории спуска. При реализации процесса сжигания этих конструкций, в частности, оценки массы энергетического материала, предполагалось, что осуществляется нагрев всей массы конструкции до температуры горения.

Проведённые далее теоретические и экспериментальные исследования процесса теплового нагрева элементов конструкции РН из композиционного полимерного материала при сжигании порошковых пиротехнических составов показали, что процесс нагрева не эффективен по ряду основных причин: а) ограниченные возможности размещения энергетического материала в сжигаемой конструкции и, соответственно, механизмов передачи и уноса теплоты; б) низкая теплотворная способность используемых порошковых пиротехнических составов для рассматриваемой задачи.

В качестве развития основной идеи подачи теплоты на сжигаемую конструкцию РН предлагается рассмотреть технологию, основанную на нагреве не всей конструкции, как это рассматривалось в работах, до температуры горения, а её части. Теплота, выделяющаяся от горения этой части конструкции в кислороде набегающего потока, обеспечит сжигание оставшейся части конструкции.

На примере переходного отсека (ПО), изготовленного из углепластика (УП), предлагается рассмотреть предлагаемую технологию сжигания при движении на атмосферном участке траектории спуска.

При разработке методики оценки тепло- и массообмена вводятся следующие положения и ограничения.

1. Рассматриваются фиксированное угловое положение ПО, скорости набегающего потока, давления и температуры окружающей среды.

2. Обеспечение условий горения ПО (нагрев до температуры горения и наличие необходимого количества кислорода) планируется после отделения от РН при его движении на нисходящей части атмосферного участка траектории спуска с достаточным для поддержания горения УП количеством кислорода.

3. Предполагается, что горение УП начинается при достижении температуры горения (свыше 1000 К), после чего реализуется экзотермический процесс с выделением значительного количества теплоты.

4. Передача теплоты от горящего энергетического материала осуществляется за счёт как потока горячих газов (конвективный теплообмен), теплопроводности (кондуктивный теплообмен), так и излучения (радиационный теплообмен).

5. Предварительно конструкция ПО разделяется на N частей с соответствующими массами m_{noi} (i = 1, 2, …, N), на которые устанавливаются нагревательные элементы, обеспечивающие нагрев m_{noi} от текущей температуры $T_{noi}(t)$ до температуры горения выбранной массы конструкции.

В состав методики включаются: а) балансовый метод для начальной оценки массы ЭМ; б) два метода численного решения уравнений Навье–Стокса для двухмерной задачи, основанных на использовании:

– численного алгоритма, заложенного в программный комплекс ANSYS FLUENT,

– упрощённого численного алгоритма, основанного на допущении установившегося давления и поля скоростей газодинамического потока и проекционным расчетом тепло- и массопереноса в двух сечениях канала, с реализацией расчётной разностной схемы.

Целесообразность использования приведённых методов обусловлена в перспективе создать упрощённую инженерную методику расчёта проектно-конструкторских параметров систем сжигания с приемлемыми затратами времени, точности, а также для более глубокого понимания механизмов процесса, протекающего при тепло- и массообмене.

Получены результаты расчета необходимой массы энергетического материала для нагрева до температуры горения различных конструкционных материалов для фиксированной массы при фиксированных внешних условиях на основе метода баланса, т. е. нижняя (минимальная) оценка массы. Полученные значения в дальнейшем используются для оценки проектно-конструкторского параметра модуля сжигания (суммарный секундный расход энергетического материала).

Результаты расчетов тепло- и массообмена (температуры стенок конструкции ПО), на основе предложенного упрощенно-проекционного метода и для сравнения на основе использования программного продукта ANSYSFLUENT показывают:

– при использовании программного продукта ANSYS FLUENT за 30 с работы модуля сжигания при суммарном массовом расходе 0.12 кг/с смеси кислород:пропан (4:1) и при теплотворной способности пропана 46.3 МДж/кг, внешняя поверхность стенки ПО пятно диаметром ~0.24 м (массой 0.5 кг) нагревается до температуры горения;

– упрощенно-проекционный метод дает отличие до 20%;

– использование нескольких методик для оценки теплового нагружения позволяют получить диапазон температурного нагружения конструкции при использовании энергетического материала.

УДК 666.189.3; 66.977

ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ТЕХНОЛОГИИ ПЕНОСТЕКЛА НА СТАДИЯХ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

С. В. Федосов[1], М. О. Баканов[2], С. Н. Никишов[2]

[1]ФГБОУ ВО Национальный исследовательский Московский государственный строительный университет, г. Москва, Россия
[2]ФГБОУ ВО Ивановская пожарно-спасательная академия ГПС МЧС России, г. Иваново, Россия

Введение. Рынок современных теплоизоляционных материалов постоянно развивается, наименования представленных материалов ежегодно расширяются, к числу наиболее эффективных относится пеностекло, которое является пожаро- и экологически безопасным материалом. От прочих материалов его отличает низкая теплопроводность, химическая и биологическая устойчивость.

Одним из распространенных способов производства пеностекла является порошковый способ. Порошковая технология позволяет получать готовый продукт с различными свойствами в зависимости от состава и процентного соотношения исходного сырья. Принципиальная схема технологического процесса производства пеностекла порошковым способом представлена на рис. 1.

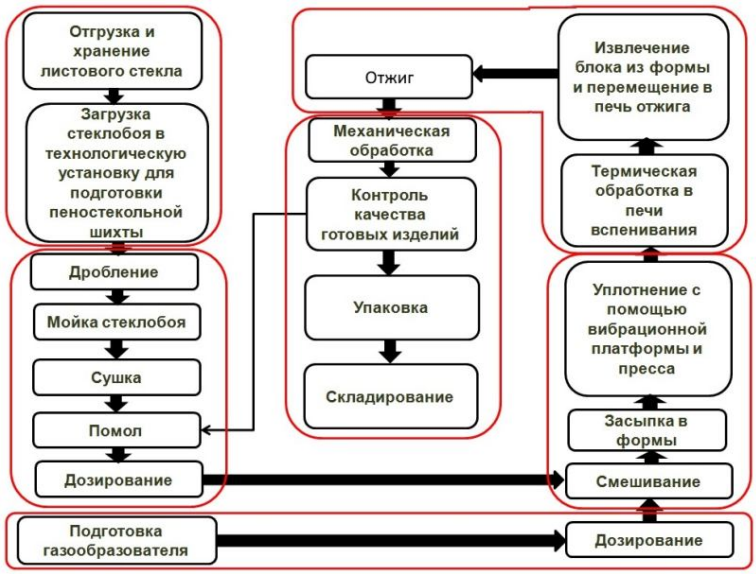


Рис. 1. Принципиальная технологическая схема производства пеностекла

Несмотря на то, что пеностекло обладает более высокими теплоизоляционными характеристиками по сравнению с другими материалами, оно остается мало востребованным из-за его высокой стоимости. Технология производства пеностекла достаточно энергоемкая, поэтому особый интерес у ученых вызывает математическое моделирование процессов термической обработки сырья при получении пеностекла, с целью подбора рациональных температурных режимов, которые позволят сократить энергозатраты, не снижая качество продукции. При этом необходимо описать процессы, которые происходят при постепенном нагревании пеностекольной шихты. При значениях температуры в камере печи близких к значе-

ниям, при которых начинается плавление зерен стекла, первыми начинают оплавляться приповерхностные слои сырьевой смеси, находящиеся в непосредственном контакте с металлическими гранями формы для вспенивания, и несколько позже (по времени) слой, который прогревается за счет теплопроводности. Происходит процесс приповерхностного оплавления пеностекольной шихты – центральные области материала все еще не прогреты (из-за низкой теплопроводности окружающего материала). Вследствие этого источники газовыделения в этих порах «не работают», а окружающий этот центр материал шихты уже вспенивается и в нем продолжается рост радиуса пор. Таким образом, материал шихты по порообразованию формируется неравномерно, что сказывается на качестве теплофизических свойств конечного продукта. Однако когда время вспенивания значительно превышает время плавления зерен стекла, происходит обратный процесс – начинается процесс спекания приповерхностных слоев пеностекольной шихты. Объясняется это тем, что источники газообразования при нагреве полностью выгорают, а вязкость стекла понижается. Силы поверхностного натяжения стекломассы недостаточно для удержания выделившейся газовой фазы в порах, и она частично выходит в камеру печи для вспенивания. Таким образом, центральная часть пеностекольной шихты становится более поризованной, чем в приповерхностных слоях шихты.

Таким образом, принимаем, что распределение температурных полей по пеностекольной шихте проходит от приповерхностных областей шихты к центру засыпки.

Анализ работ, посвященных математическому моделированию технологических процессов производства пеностекла, показал, что проблема равномерного нагрева сырьевой смеси остается не до конца разработанной. В связи с этим, актуальным вопросом является совершенствование процесса термообработки пеностекла с разработкой различных математических моделей теплопереноса. Следует отметить тот факт, что при моделировании термических процессов, необходимо изучить все физические процессы, протекающие в ходе получения пеностекла, так как взаимосвязь макрофизических параметров процесса и физико-технических показателей материала оказывают непосредственное влияние на реакцию вспенивания и стабилизацию пористой структуры материала.

Методы исследования. В работе рассматривается постановка и решение задачи динамики теплопереноса в сырьевой смеси, засыпанной в металлическую форму. Схематично элемент рассматриваемой системы показан на рис. 2.

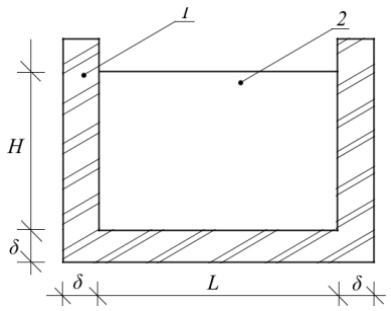


Рис. 2. Модель: сырьевая смесь (*2*), металлическая форма (*1*)

Принимаем, что в начальный момент времени показатели температуры стенки формы и сырьевой смеси одинаковы и равны:

$$t\left(x,\tau\right)\Big|_{\tau=0} = t_{no}\,. \tag{1}$$

При изменении (росте или снижении) температуры газовой среды в камере печи в условиях конвективного теплообмена, металлическая форма начинает нагреваться (остывать), причем кинетика нагрева может быть охарактеризована зависимостью

$$t_n\left(\tau\right) = f_n\left(\tau\right). \tag{2}$$

Исходя из этого, можно предположить, что показатели температуры слоя сырьевой смеси, прилегающего к металлической форме, будут изменяться в соответствии с законом

$$t(x,\tau)\big|_{x=0} = f_n(\tau), \tag{3}$$

где x – координата от металлической формы в слое сырьевой смеси; $x = 0$ – координата границы контакта пеностекольной шихты и грани металлической формы для вспенивания.

В общем случае краевые задачи переноса теплоты могут быть представлены нелинейными неоднородными дифференциальными уравнениями параболического типа в частных производных:

$$\rho(u,t)\cdot c(u,t)\frac{\partial t(x,\tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left[\lambda(u,t)\frac{\partial t(x,\tau)}{\partial x}\right], \tag{4}$$

где $\rho(u, t)$, $c(u, t)$, $\lambda(u, t)$ – теплофизические свойства сырьевой смеси (плотность, теплоемкость, теплопроводность), в общем случае зависящие от влагосодержания и температуры.

Начальное условие:

$$t(x,\tau)\big|_{\tau=0} = t_0(x), \tag{5}$$

граничные условия:

$$t(x,\tau)\big|_{x=0} = f_n(\tau), \tag{6}$$

$$\left.\frac{\partial t(x,\tau)}{\partial x}\right|_{x=L/2} = 0. \tag{7}$$

Начальное условие (5) показывает, что в момент времени, взятый за начало отсчета, принимаем произвольное распределение температур по координате.

Граничное условие (7), как уже отмечалось выше, отражает тот факт, что на границе контакта температура металла и сырьевой смеси одинакова. Условие (7) показывает, что задача рассматриваться как симметричная.

В общем случае решение краевых задач (4)–(7) современными аналитическими методами математической физики применимы для решения линейных задач, в свою очередь, аналитические математические методы, позволяющие решать нелинейные задачи, могут быть применимы, в том числе и для решения линейных задач. К таким методам следует отнести метод «микропроцессов» акад. РААСН С. В. Федосова.

Применение метода «микропроцессов» позволяет привести данные краевые задачи к линейным однородным уравнениям с постоянными коэффициентами.

Введем безразмерные переменные:

$$T(\bar{x},\mathrm{Fo}) = \frac{t(x,\tau)-t_0}{t_n-t_0};\ \ \mathrm{Fo} = \frac{a\tau}{(L/2)^2};\ \ \bar{x} = \frac{x}{(L/2)}. \tag{8}$$

Тогда краевая задача теплопроводности примет вид

$$\frac{\partial T(\bar{x},\mathrm{Fo})}{\partial \mathrm{Fo}} = \frac{\partial^2 T(\bar{x},\mathrm{Fo})}{\partial \bar{x}^2};\ \ \mathrm{Fo} > 0;\ \ 0 \le \bar{x} \le 1, \tag{9}$$

$$T\left(\bar{x},\mathrm{Fo}\right)=\frac{t\left(x,\tau\right)-t_0}{t_n-t_0}=T_0\left(\bar{x}\right), \tag{10}$$

$$T\left(\bar{x},\mathrm{Fo}\right)\Big|_{\bar{x}=0}=\frac{t_n-t_0}{t_n-t_0}=1, \tag{11}$$

$$\left.\frac{\partial T\left(\bar{x},\mathrm{Fo}\right)}{\partial\bar{x}}\right|_{\bar{x}=1}=0. \tag{12}$$

Проведем решение краевой задачи теплопроводности методом интегрального преобразования Лапласа. В области изображений по Лапласу решение уравнения (9) с учетом начального условия (10) будет иметь следующий вид:

$$T\left(\bar{x},s\right)=Ach\left(\sqrt{s}\,\bar{x}\right)+Bsh\left(\sqrt{s}\,\bar{x}\right)-\frac{1}{\sqrt{s}}\int_0^{\bar{x}}T_0\left(\xi\right)sh\sqrt{s}\left(\bar{x}-\xi\right)d\xi. \tag{13}$$

Граничные условия (11) и (12) в области изображений по Лапласу запишутся так:

$$T\left(\bar{x},s\right)\Big|_{\bar{x}=0}=\frac{1}{s}, \tag{14}$$

$$\left.\frac{\partial T\left(\bar{x},s\right)}{\partial\bar{x}}\right|_{\bar{x}=1}=0. \tag{15}$$

Результаты исследования. После поэтапного преобразования каждого слагаемого и перехода в область оригиналов получаем конечное решение краевой задачи теплопроводности:

$$\begin{aligned}T\left(\bar{x},\mathrm{Fo}\right)=1-\frac{4}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{\left(2n-1\right)}\sin\left[\frac{\pi}{2}\left(2n-1\right)\bar{x}\right]\exp\left[-\frac{\pi^2}{4}\left(2n-1\right)^2Fo\right]+\\+2\sum_{n=1}^{\infty}\sin\left[\frac{\pi}{2}\left(2n-1\right)\bar{x}\right]\int_0^1T_0\left(\xi\right)\sin\left[\frac{\pi}{2}\left(2n-1\right)\xi\right]d\xi\exp\left[-\frac{\pi^2}{4}\left(2n-1\right)^2\mathrm{Fo}\right].\end{aligned} \tag{16}$$

Преобразуем уравнение (16) в размерный вид с учетом уравнения (10):

$$\begin{aligned}t(x,\tau)=t_n-(t_n-t_0)\left(\frac{4}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{\left(2n-1\right)}\sin\left[\frac{\pi}{2}\left(2n-1\right)\bar{x}\right]\exp\left[-\frac{\pi^2}{4}\left(2n-1\right)^2\mathrm{Fo}\right]+\right.\\\left.+2\sum_{n=1}^{\infty}\sin\left[\frac{\pi}{2}\left(2n-1\right)\bar{x}\right]\int_0^1T_0\left(\xi\right)\sin\left[\frac{\pi}{2}\left(2n-1\right)\xi\right]d\xi\exp\left[-\frac{\pi^2}{4}\left(2n-1\right)^2\mathrm{Fo}\right]\right).\end{aligned} \tag{17}$$

Моделируем процесс термической обработки при температурах от 20 до 750 °С, так как большая часть применяемых газообразователей при порошковом способе производства пеностекла имеет температуру термического разложения в пределах 680–800 °С. В диапазоне

моделируемых температур значения температуропроводности изменяются, что влияет на показатели числа Фурье, тем самым предлагается производить его расчет на каждом этапе моделирования.

Проведенные расчеты показали, что через 180 мин с момента начала нагрева сырьевой смеси со скоростью 5 °С/мин температура в центре материала достигнет 452 °С. Дальнейший нагрев может привести к деструктивным процессам, поэтому моделируем ситуацию с отключением источника теплоты для равномерного нагрева материала по всему объему и принимаем температуру на поверхности 650 °С.

Проведенные расчеты показали, что при понижении температуры с 750 до 650 °С в малых промежутках времени появляются кривые, иллюстрирующие распределение температурных полей с экстремумами). Эта особенность объясняется тем, что процесс переноса тепла в твердых телах является инерционным. Так, при интенсивном охлаждении сырьевой смеси приповерхностные слои засыпки (0–0,1 см), прогретые до температуры более 650 °С, не успевают передать ранее набранное тепло на поверхность и в менее прогретые слои сырьевой смеси. Выдержка при температурах 650 °С более 75 мин не целесообразна, так как окончательное выравнивание температуры в центре материала произойдет более чем через 2 ч. Поэтому по истечении 75 мин снова повышаем температуру на поверхности до 700 °С, а затем до 750 °С с шагом по времени 20 мин, как ранее, не опасаясь, что произойдет неравномерная поризация сырьевой смеси. Общее расчетное время момента начала процесса вспенивания составляет 255 мин.

Выводы. Разработанная математическая модель расчета температурных полей в сырьевой смеси при производстве пеностекла позволила установить закономерности распределения температурных полей и рассчитать значения температуры в любой точке на плоскости. Однако стоит отметить, что предложенная модель является одномерной и не в полной мере отражает реальную кинетику процесса, поэтому в перспективе планируется ее доработка, применяя метод «суперпозиций», что позволит проводить моделирование температурных полей в двухмерном и трехмерном пространстве.

Моделирование процесса формирования пористой структуры пеностекла на различных этапах термической обработки материала дает возможность прогнозировать комплекс макрофизических параметров пеностекла на стадиях ввода технологических линий для его производства в эксплуатацию, планировать бюджет денежных средств организаций на энергоресурсы. Разработка математических методов, которые позволят реализовать трехмерное моделирование температурных полей в сырьевой смеси для производства пеностекла, открывает широкую область исследований в части оптимизации процессов высокотемпературной обработки пеностекла. Модернизация технологических приемов при производстве пеностекла в совокупности с трехмерным моделированием процессов высокотемпературной обработки может дать хороший толчок в сторону оптимизации технологического процесса его получения в качестве дополнительного инструментария для регулирования себестоимости конечного продукта, что является направлением наших дальнейших исследований.

УДК 536.546+532.685

ЗАДАЧИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА С НЕЛОКАЛЬНЫМ ИНТЕГРАЛЬНЫМ УСЛОВИЕМ

А. И. Филиппов, П. Н. Михайлов

Стерлитамакский филиал Института стратегических исследований Республики Башкортостан, г. Стерлитамак, Россия
Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета, г. Стерлитамак, Россия

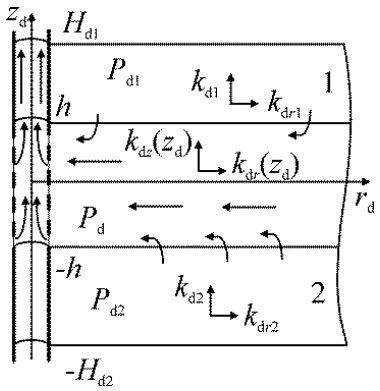
Задачи о полях давления составляют основу теории массопереноса в пористой среде и имеют большое практическое значение для нефте- и газодобычи, гидрогеологии и экологии [1–3]. Многообразие природных условий и развитие технологии добычи неуклонно выдвигают новые теоретические задачи, требующие развития новых подходов и методов исследований [1, 4]. К этому числу относятся задачи о полях давления в слоисто-неоднородных пластах, поскольку соответствующие уравнения пъезопроводности в этом случае содержат физические параметры, зависящие от пространственных координат, а подходы к решению таких задач развиты недостаточно [5].

В реальных условиях границы интервалов перфорации не совпадают с границами пласта. Это, с одной стороны, связано с технологическими трудностями, с другой стороны, часто геологические условия, например, при наличии водонефтяного контакта, позволяют перфорировать только часть пласта. Указанное обстоятельство приводит к необходимости решения задач о полях давления, в которых учтено, что только перфорированный центральный слой пласта подвержен эксплуатации. Такие задачи важны для учета вертикальных потоков в пластах, которые определяют нефтеотдачу из неперфорированных частей пласта.

Классические аналитические решения задач о поле давления при фильтрации в пористой среде получены преимущественно для однородных и изотропных пластов. Однако все природные коллекторы неоднородны по толщине и простиранию [1–6]. По этой причине исследование фильтрационных процессов приводит к необходимости учета неоднородности пластов и зависимости коэффициента проницаемости от пространственных координат. Это существенно усложняет решение задач, в сравнении с рассмотренными в [6–10], поскольку входящие в эти задачи дифференциальные уравнения в частных производных содержат переменные коэффициенты. Кроме того, такие задачи естественным образом приводят к необходимости выполнения нелокальных интегральных условий.

Ввиду сложности задач фильтрации, для их решения используются приближенные аналитические и численные методы [4–12], либо постановка задач существенно упрощается [9, 10]. Для построения более точных физико-математических моделей фильтрации требуется разработка новых и развитие существующих методов моделирования. Одним из перспективных для исследования проблем фильтрации в слоисто-неоднородных средах представляется асимптотический метод формального параметра, возможности которого пока не реализованы в полной мере.

На рисунке представлена геометрия задачи в цилиндрической системе координат, ось z_d которой совпадает с осью скважины. Среда представлена тремя областями с плоскими границами раздела $z_d = \pm h$, покрывающий и подстилающий пласты считаются слабопроницаемыми, средняя область толщины $2h$ является хорошо проницаемым перфорированным слоем. Все пласты являются неоднородными и анизотропными по коллекторским свойствам.



Геометрия задачи о радиальной фильтрации в слоисто-неоднородном пласте

Невозмущенное разработкой давление определяется гравитационным полем, ускорение свободного падения направлено противоположно единичному вектору $\vec{e}_z$. Считается, что невозмущенное поле давления является гидростатическим.

Математическая постановка гидродинамической задачи для всех областей включает уравнения пьезопроводности для слоисто-неоднородной среды:

$$\frac{\partial m_1 \rho_d}{\partial P_{d1}} \frac{\partial P_{d1}}{\partial \tau} - \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} \left(\frac{k_{dr1}(z_d) \rho_d}{\mu_d} r_d \frac{\partial P_{d1}}{\partial r_d} \right) - \frac{\partial}{\partial z_d} \left(\frac{k_{dz1}(z_d) \rho_d}{\mu_d} \left(\frac{\partial P_{d1}}{\partial z_d} + \rho_d g \right) \right) = 0, \quad (1)$$

$$\tau > 0,\ r_d > r_{d0},\ h < z_d < H_{d1},$$

$$\frac{\partial m \rho_d}{\partial P_d} \frac{\partial P_d}{\partial \tau} - \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} \left(\frac{k_{dr}(z_d) \rho_d}{\mu_d} r_d \frac{\partial P_d}{\partial r_d} \right) - \frac{\partial}{\partial z_d} \left(\frac{k_{dz}(z_d) \rho_d}{\mu_d} \left(\frac{\partial P_d}{\partial z_d} + \rho_d g \right) \right) = 0, \quad (2)$$

$$\tau > 0,\ r_d > r_{d0},\ -h < z_d < h,$$

$$\frac{\partial m_2 \rho_d}{\partial P_{d2}} \frac{\partial P_{d2}}{\partial \tau} - \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} \left(\frac{k_{dr2}(z_d) \rho_d}{\mu_d} r_d \frac{\partial P_{d2}}{\partial r_d} \right) - \frac{\partial}{\partial z_d} \left(\frac{k_{dz2}(z_d) \rho_d}{\mu_d} \left(\frac{\partial P_{d2}}{\partial z_d} + \rho_d g \right) \right) = 0, \quad (3)$$

$$\tau > 0,\ r_d > r_{d0},\ -H_{d2} < z_d < -h.$$

Условия сопряжения представляют равенства давлений и скоростей фильтрации в вертикальном направлении на границах раздела пластов:

$$P_{d1}\big|_{z_d=h} = P_d\big|_{z_d=h},\ \ P_{d2}\big|_{z_d=-h} = P_d\big|_{z_d=-h}, \quad (4)$$

$$k_{dz1}(z_d) \left(\frac{\partial P_{d1}}{\partial z_d} + \rho_d g \right)\Bigg|_{z_d=h} = k_{dz}(z_d) \left(\frac{\partial P_d}{\partial z_d} + \rho_d g \right)\Bigg|_{z_d=h},$$

$$k_{dz2}(z_d) \left(\frac{\partial P_{d2}}{\partial z_d} + \rho_d g \right)\Bigg|_{z_d=-h} = k_{dz}(z_d) \left(\frac{\partial P_d}{\partial z_d} + \rho_d g \right)\Bigg|_{z_d=-h}. \quad (5)$$

Покрывающий слой считается изолированным сверху, а подстилающий – снизу:

$$\left(\frac{\partial P_{d1}}{\partial z_d} + \rho_d g \right)\Bigg|_{z_d=H_{d1}} = 0,\ \ \left(\frac{\partial P_{d2}}{\partial z_d} + \rho_d g \right)\Bigg|_{z_d=-P_{d2}} = 0. \quad (6)$$

Окружающие пласты считаются изолированными от скважины

$$\left.\frac{\partial P_{d1}}{\partial r_d}\right|_{r_d=r_0} = 0, \quad h < z_d < H_{d1}, \quad \left.\frac{\partial P_{d2}}{\partial r_d}\right|_{r_d=r_0} = 0, \quad -H_{d2} < z_d < -h. \tag{7}$$

В начальный момент времени, до достижения которого давление совпадало с невозмущенным $\tilde{P}$,

$$P_d\big|_{\tau=0} = \tilde{P}, \quad P_{d1}\big|_{\tau=0} = \tilde{P}, \quad P_{d2}\big|_{\tau=0} = \tilde{P}, \tag{8}$$

на систему накладывается возмущение в виде заданного перепада давления P_{w} в скважине:

$$P_d\big|_{r_d=r_{d0}} = P_{\text{w}} + \tilde{P}, \tag{9}$$

или заданного отбора Q в интервале перфорации

$$\frac{2\pi}{\mu}\int_{-h}^{h} k_{dr}\left(z_d\right) r_d \left.\frac{\partial P_d}{\partial r_d}\right|_{r_d=r_{d0}} dz_d = -Q, \quad -h \le z_d \le h. \tag{10}$$

Отметим, что в случае слоисто-неоднородных перфорированных интервалов, когда проницаемость k_{dr} меняется по толщине пласта произвольным образом $k_{dr} = k_{dr}(z_d)$, условие заданного отбора выражается в интегральном (нелокальном) виде. Из анализа нелокального граничного условия следует, что переход к локальной форме, даже в однородных пластах, возможен только в случае, когда давление в пласте не зависит от координаты z_0. Такие условия реализуются, если пласт однородный, а интервал перфорации совпадает с границами пласта. В этом случае происходит одномерная радиальная фильтрация. Вертикальные движения жидкости, т. е. межпластовые перетоки в таких условиях отсутствуют.

Одно из часто принимаемых допущений, которое позволяет получать аналитические решения, – модель скважины нулевого радиуса. При этом допущении радиус скважины устремляют к нулю, что упрощает построение решения. В случае заданного перепада давления такой предел не имеет реального смысла, поскольку не удается построить разумных решений. Предел имеет смысл для случая заданного отбора. Для неоднородных пластов при этом условие на скважине нулевого радиуса задается как предельное интегральное:

$$\frac{2\pi}{\mu}\int_{-h}^{h} k_{dr}\left(z_d\right) \lim_{r_{d0}\to 0}\left(r_d \left.\frac{\partial P_d}{\partial r_d}\right|_{r_d=r_{d0}} \right) dz_d = -Q, \quad -h \le z_d \le h.$$

Если проницаемость центрального слоя и поле давления не зависят от вертикальной координаты, то нелокальное граничное условие представляется в классической локальной форме

$$\lim_{r_d\to 0} \left.\frac{\partial P_d}{\partial r_d}\right|_{r_d=r_{d0}} = \frac{-Q\mu}{4\pi k_{dr} h}, \quad h \le z_d \le h.$$

Предполагается, что решение поставленной задачи является регулярным на бесконечности, т. е. при устремлении пространственных координат в бесконечность искомое решение, а при необходимости и его производная, обращаются в нуль.

Аналогичный круг проблем возникает в теории теплопереноса, представленной задачами теплопроводности для слоисто-неоднородных сред.

Научная проблематика этого круга задач связана с наличием переменных коэффициентов и нелокального интегрального условия (10), которое неизбежно возникает вследствие слоистой неоднородности сред и не может быть сведено непосредственно к локальному виду. Задачи такого рода относятся к числу неклассических, которые требуют исследования корректности постановки. В докладе показано, что наличие нелокального интегрального условия составляет научную проблему, поскольку оно не обеспечивает единственности решения рассматриваемых задач и требует дополнительных условий и развития методов решений. Существенные научные трудности по этой причине возникают и при реализации численных алгоритмов. Формулировка дополнительных условий связана с использованием законов сохранения для поля давления в скважине.

В работе иллюстрируется применение асимптотического метода, который позволил снять ряд ограничений и построить поле давления в нулевом и первом приближениях. Некоторые особенности рассмотренных задач выявлены на основе конечно-разностных расчетов полей давления в упрощенных задачах. В частности показано, что даже в случае однородного изотропного пласта в условиях, когда границы пласта не совпадают с границами интервала перфорации, приток является неравномерным по толщине. Это ограничивает использование локального условия заданного отбора, поскольку специальных устройств, обеспечивающих выполнение этого условия, на практике нет.

Представленный материал иллюстрирует необходимость дальнейших аналитических и численных исследований задач тепломассопереноса в слоисто-неоднородных средах, как в направлении совершенствования постановки, так и развития аналитических методов и численных алгоритмов.

Обозначения

k – проницаемость, м^2; m – пористость; P_d – давление, Па; Q – дебит скважины, м^3/с; μ – вязкость, Па с; τ – время, с.

Литература

1. Чекалюк Э. Б. Основы пьезометрии залежей нефти и газа. Киев: ГИТЛ УССР, 1965. – 228 с.

2. Щелкачев В. Н. Разработка нефтеводоносных пластов при упругом режиме. М.: Недра, 1959.

3. Маскет М. Физические основы технологии добычи нефти. М.: Институт компьютерных исследований, 2004. – 609 с.

4. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Филиппов И. М. Фильтрационное поле давления в неоднородном пласте при постоянном отборе // ИФЖ. 2012. Т. 85. № 1. С. 3–17.

5. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Ковальский А. А. Асимптотическое представление фильтрационного поля в пласте со слоистой неоднородностью // Прикладная физика и математика. 2017. № 6. С. 33–45.

6. Дмитриев Н. М., Кадет В. В., Михайлов Н. Н. и др. Эффект асимметрии при фильтрации в анизотропных пористых средах // Технологии нефти и газа. 2007. № 1 (48). С. 52–55.

7. Ахметова О. В., Филиппов А. И., Филиппов И. М. Квазистационарные поля давления при линейной фильтрации в неоднородном анизотропном пласте в асимптотическом приближении // Механика жидкости и газа. 2012. № 3. С. 89–100.

8. Филиппов А. И., Ахметова О. В., Ковальский А. А. и др. Первое асимптотическое приближение задачи о поле давления в неоднородной ортотропной пористой среде // Изв. Уфимского науч. центра РАН. 2016. № 1. С. 5–12.

9. Хасанов М. М., Торопов К. В., Лубнин А. А. Определение профиля вертикального распределения проницаемости с учетом данных эксплуатации скважин // Нефтяное хозяйство. 2009. № 8. С. 26–31.

10. Морозов П. Е. Полуаналитическое решение задачи нестационарного потока жидкости к несовершенной скважине // Уч. зап. Казанского ун-та. Сер.: физ.-матем. науки. 2017. Т. 159, № 13. С. 340–353.

11. Цепаев А. В. Решение задач трехфазной фильтрации жидкости в трехмерных пластах с гидродинамически несовершенными скважинами на гетерогенных вычислительных системах // Уч. зап. Казанского ун-та. Серия: физ.-матем. науки. 2013. Т. 155, № 3. С. 71–79.

12. Бахтий Н. С., Кутрунов В. Н. Приток жидкости к несовершенной скважине из радиального пласта // Вестн. ТюмГУ. 2010. № 6. С. 134–139.

УДК 519.633.6

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА КОНТРОЛЬНЫХ ОБЪЕМОВ ПРИ РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НА ДВУМЕРНОЙ СЕТКЕ

С. Е. Фильченков, Д. П. Богатырев, А. В. Будников

АО «ОКБМ Африкантов», г. Н. Новгород, Россия

Решение уравнения теплопроводности актуально для ряда прикладных задач. Для определения поля температуры в элементах конструкции произвольной формы могут быть использованы расчетные программы, реализующие численные методы, и к настоящему времени известно большое количество как коммерческих, так и пользовательских программ, пригодных для этих целей. Среди наиболее известных коммерческих кодов можно выделить, например, программные средства ANSYS.

Однако даже с учетом отмеченного разнообразия доступных расчетных программ задача создания и развития новых алгоритмов и кодов, реализующих численные методы решения уравнения теплопроводности, остается актуальной. В докладе представлены результаты разработки, тестирования, валидации и применения авторской программы, предназначенной для связанного теплогидравлического расчета и расчета температурных полей в протяженных трубопроводах произвольной формы.

Теплогидравлический расчет выполняется в 1D постановке, а расчет температурных полей – в 2D или 3D постановке.

Специфическими особенностями программы с точки зрения решения уравнения теплопроводности являются:

– быстродействие, на порядок превышающее быстродействие коммерческих кодов при той же точности;

– применимость к сеткам большой размерности;

– практически линейная зависимость времени расчета от размерности;

– возможность распараллеливания;

– возможность адекватного описания граничных условий взаимодействия конструкционных материалов с теплоносителем.

Указанные достоинства достигаются за счет использования следующих решений.

А) Уравнение теплопроводности решается методом контрольных объемов в 3D постановке: учитывается радиальная, аксиальная и азимутальная теплопроводность. Объект раз-

бивается на расчетные элементы (внутренние и внешние), и уравнение теплопроводности преобразуется к системе обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) для внутренних расчетных элементов. Метод позволяет наиболее корректно описать условия на границе расчетной области.

Б) В программе реализована численная схема 1-го порядка точности. Известно, что схемы 1-го порядка проигрывают по сравнению со схемами более высокого порядка, так как для достижения одинаковой точности требуют более подробной расчетной сетки и увеличения размерности задачи. Однако на практике применение схемы 1-го порядка точности при расчете прикладных задач теплопроводности продиктовано временной и пространственной негладкостью граничных условий. Поэтому вычислительные программы, реализующие алгоритмы более высокого порядка, обычно не дают выигрыша при решении прикладных задач теплопроводности.

В) В программе реализована абсолютно неявная разностная схема Эйлера. Исследование спектра матрицы правых частей показало, что полученная система относится к так называемым жестким, для которых рекомендуют применять специальные методы решения, как правило – неявные. Благодаря свойствам матрицы правых частей применяется итерационный метод решения системы алгебраических уравнений на каждом временном шаге. Обычное число итераций (как правило, не более 12) может возрастать лишь при выполнении первого шага интегрирования, да и то при больших начальных градиентах температур.

Г) Вычислительные затраты на шаге интегрирования складываются из затрат на подготовку коэффициентов матрицы ОДУ и на решение системы. Обе составляющие легко распараллеливаются, что обеспечивается используемым методом решения.

Результаты тестирования показали практически линейную зависимость времени расчета от размерности системы. Быстродействие авторской программы как минимум на порядок превышает программные средства ANSYS/Thermal при аналогичной сеточной дискретизации с обеспечением той же точности. Работоспособность алгоритма была проверена на персональном компьютере для сетки, содержащей 1 млн элементов.

Д) Для адекватного описания граничных условий по теплообмену конструкционных материалов с теплоносителем обеспечена связка блока решения уравнения теплопроводности с блоком одномерного теплогидравлического расчета.

Основным фактором, лимитирующим расширение области применения реализованного алгоритма решения уравнения теплопроводности, является предположение об ортогональности теплового потока к поверхности теплообмена между соседними элементами. Известные нам сеточные построители коммерческих программ не удовлетворяют указанному предположению. А отказ от этого предположения приводит к изменению вида разностного уравнения и ухудшению точности и сходимости алгоритма.

Поэтому для построения сетки, удовлетворяющей требованию ортогональности, разработана оригинальная программа-сеткопостроитель. В качестве сетки использована *диаграмма Вороного* (ячейки Дирихле, многоугольники Тиссена). Двумерная *диаграмма Вороного* (ДВ) множества центров – это разбиение плоскости на ячейки, каждая из которых состоит из точек, более близких к одному из центров. Ячейками Вороного являются выпуклые многоугольники, ребра которых лежат на серединных перпендикулярах отрезков, соединяющих образующие центры соседних ячеек. Таким образом, ДВ удовлетворяет требованию ортогональности теплового потока к поверхности теплообмена. С физической точки зрения для метода контрольных объемов в задаче теплопроводности более естественна *центроидальная диаграмма Вороного* (ЦДВ), для которой образующие центры также являются центроидами своих ячеек.

В качестве примера на рис. 1 приведена сеточная модель фрагмента трубопровода, а на рис. 2 – пример визуализации результатов расчетов.

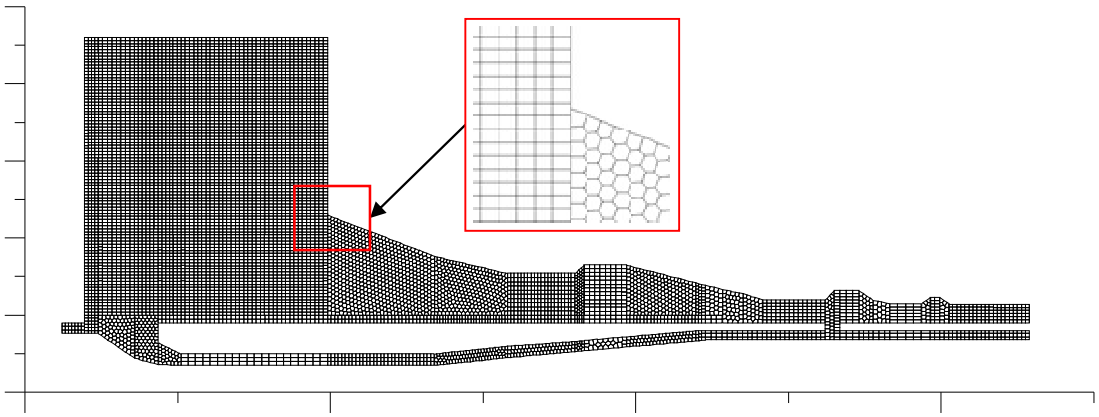


Рис. 1. Сетка ЦДВ расчетных элементов трубопровода

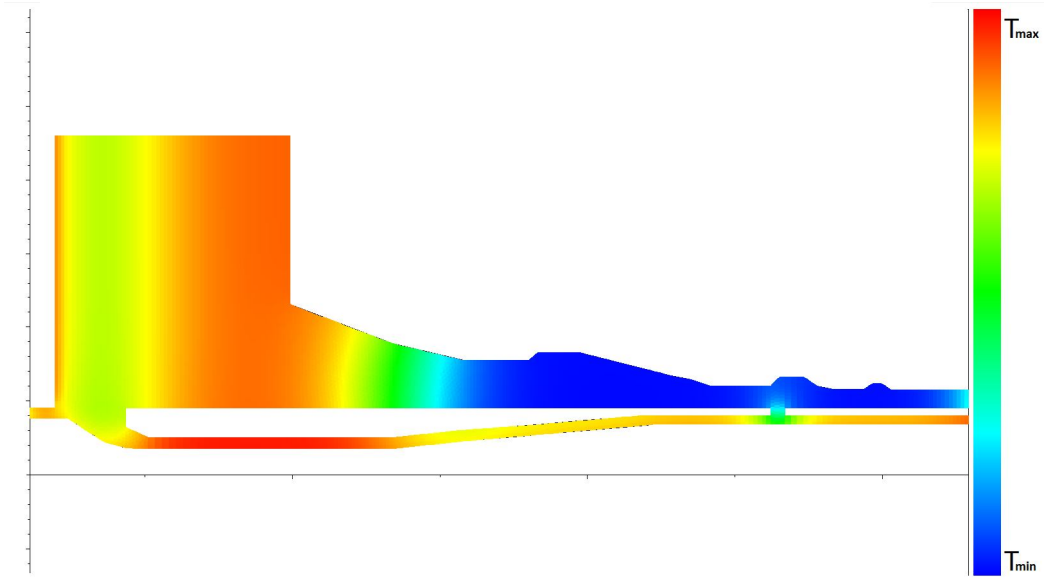


Рис. 2. Пример поля температур трубопровода

УДК 621.793.71

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ОБРАЗЦОВ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ И НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ

Г. А. Фролов, Ю. И. Евдокименко, В. М. Кисель

Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАН Украины, г. Киев

Тепловые проблемы в ракетно-космической технике стали предметом серьезного анализа в начале 50-х годов XX ст. Так же, как и звуковой, тепловой барьер был преодолен за период около 10 лет. Однако в отличие от звукового барьера научно-технические разработки для обеспечения теплового режима продолжались с нарастающим темпом и продолжаются до сих пор. Экспериментальные результаты, полученные на установках и стендах при лобо-

вом обтекании моделей аблирующей тепловой защиты, совместно с литературными данными позволяют представить достаточно ясную картину теплового разрушения материалов. Однако, как правило, если время работы для аблирующей тепловой защиты не превышает 10 мин, то тепловая защита многоразового космического аппарата (МКА) должна выдерживать практически без разрушения десятки часов. Конечно, на заключительном этапе создания тепловой защиты МКА необходимо провести испытания при максимальном приближении к натурным условиям работы МКА. Однако при предварительном отборе материалов в основном надо выполнить главные условия, т. е. обеспечить необходимую длительность теплового воздействия при моделировании достаточно близких к натурным значениям окислительной способности набегающего газового потока и давления торможения. Как показала практика, такие исследования можно проводить при использовании высокотемпературных, высокоскоростных установок, работающих на жидких и углеводородных топливах, к которым относятся горелки, использующие в качестве окислителя воздух или кислород, а горючего – керосин или водород. Также интересно использование сверхзвуковых генераторов для испытания моделей тепловой защиты носовых частей и кромок крыльев гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЗЛА).

Однако наиболее широко установки для получения высокоскоростных, высокотемпературных газовых потоков применяются для напыления различных покрытий. По оценкам экономических экспертов Европейского Союза (ЕС) объем услуг по газотермическому нанесению покрытий в странах ЕС возрастает с начала 90-х годов не менее чем на 10 млн евро в год [1].

Моделирование условий полета ГЗЛА на универсальном термоструйном стенде (УТС). Стенд УТС обеспечивает подачу воздуха с давлением до 2 МПа и расходом до 90 г/с и кислорода с давлением до 1,6 МПа и расходом до 20 г/с, при давлении в камере сгорания (КС) горелки 0,8 МПа. Это позволяет использовать воздушно-топливные горелки с диаметрами критического сечения 14 мм и выходного сечения 18 мм, а кислородно-топливные – с диаметрами 8 мм и 11 мм соответственно. Для испытаний материалов аэродинамических поверхностей МКА были разработаны воздушно-топливная горелка ГВО-2И с диаметрами критического и выходного сечений 13 мм и 16 мм соответственно, и модернизированная кислородно-топливная горелка ККР-6 с диаметрами 7 мм и 10 мм.

Была разработана и создана установка для тепловых испытаний материалов на основе ультравысокотемпературной керамики (УВТК) для теплонапряженных элементов ГЗЛА. Для испытаний материалов острых кромок ГЗЛА на образцах в форме плоских клиньев для газогенератора ГВО-2И было разработано плоское сопло с размерами критического сечения 5×26 мм, выходного – 8,5×26 мм и полууглом раскрытия сверхзвукового участка сопла 4º.

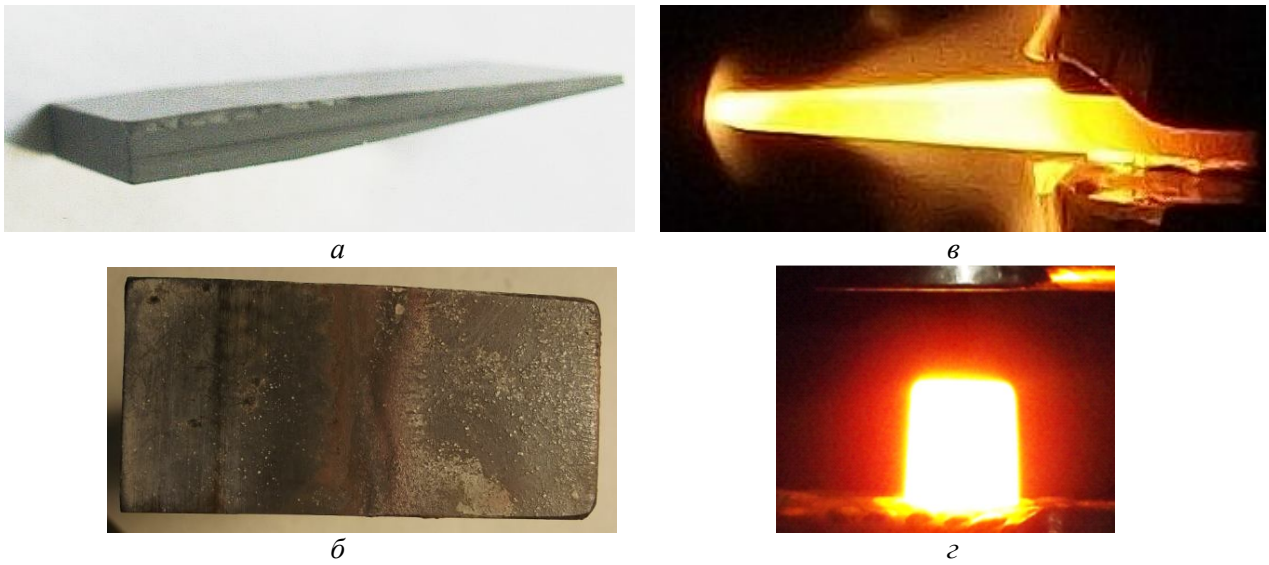
Разработана комплексная методика испытаний материалов передних поверхностей ГЗЛА с использованием химических генераторов сверхзвуковых высокотемпературных потоков. Расчеты показали, что сверхзвуковые потоки продуктов сгорания кислородно-топливных смесей позволяют с достаточной точностью моделировать условия за ударной волной при гиперзвуковом полете в нижних слоях атмосферы с давлением торможения до 1 МПа и температурой торможения до 3000 ºС. Использование кислородно-топливных смесей позволяет моделировать термоэрозионные испытания в воздухе материалов передних поверхностей ГЗЛА при температуре до 2700 ºС.

Для испытаний были представлены три модели из УВТК разработки ИПМ НАН Украины: № 1 – состав ZrB_2-15$MoSi_2$; № 2 – ZrB_2-15SiC-5CrB_2 и № 3 – ZrB_2-15$MoSi_2$-5CrB_2.

Температуру модели в области, которая примыкает к ее передней кромке, измеряли пирометрами с лазерным наведением.

Модели острых кромок были выполнены в форме клина с полууглом раскрытия 5º и радиусом затупления кромки 0,5 мм. Они были изготовлены из пластин размером 50×24×5 мм. Внешний вид образца острой кромки до и после испытаний показан на рис. 1, *а*, *б*.

Испытания проводили при давлении в камере сгорания горелки 0,5 МПа. Температуру потока регулировали расходом горючего, изменяя значение коэффициента избытка окислителя (α) в топливовоздушной смеси. Эксперимент начинали при минимальной температуре, которая достигалась при глубоком дросселировании режима работы горелки, затем ее постепенно поднимали к максимально достижимой в КС при α = 1,0. При завершении испытаний температуру потока плавно уменьшали до минимальной, после чего модель выводили из потока. Давление торможения потока на передней кромке в испытаниях модели № 1 составляло P_f^o = 0,38 МПа, № 2 и № 3 – P_f^o = 0,43 МПа.



а *в* *б* *г*

Рис. 1. Модель острой кромки ГЗЛА на испытательном стенде: *а* – модель до испытаний; *б* – модель после испытаний; *в* и *г* – модель во время испытаний в двух проекциях

Наилучшие результаты показала модель из материала ZrB_2-15$MoSi_2$. Она была испытана при температурах передней кромки ~1800±40 °С в четырех циклах нагрева общей продолжительностью более 3200 с при давлении торможения 0,38 МПа. Потеря массы модели за время испытаний составила 80,45 мг, линейный унос ~0,2 мм. В результате проведенных испытаний эта модель полностью сохранила свою работоспособность. Потеря массы в процессе испытаний показана на рис. 2.

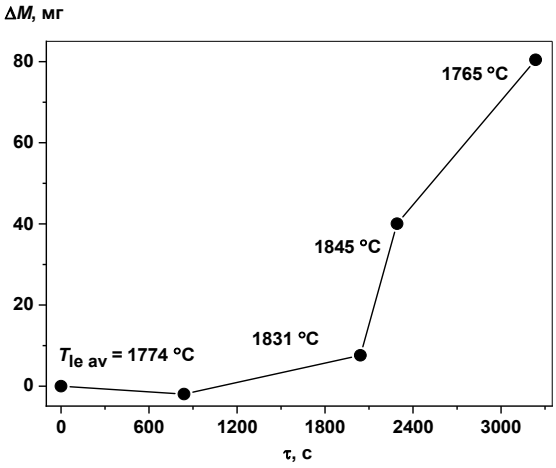


Рис. 2. Изменение массы модели № 1 в процессе термоэрозионных испытаний

Интересные результаты получены при испытаниях плазменных покрытий составов: ZrB_2-15$MoSi_2$ и ZrB_2-3SiC-5WC. Покрытия были нанесены на подложки из штатного угле-

род-углеродного композиционного материала (УУКМ) аэрокосмического назначения с диффузионным карбидокремниевым покрытием в DLR (Германия) при выполнении совместного проекта FP-7. Было установлено, что покрытие ZrB_2-15$MoSi_2$ выдержало до разрушения 10 циклов, а покрытие ZrB_2-3SiC-5WC – 7 циклов нагрева сверхзвуковым высокотемпературным газовым потоком продуктов сгорания воздушно-топливной смеси (содержание свободного кислорода менее 1%) при температурах поверхности ~1500 °С общей длительностью более 20 мин, сохраняя на протяжении этого времени надежную адгезионную связь с подложкой и сквозную целостность. Разрушения покрытий на обоих образцах происходили в виде локальных прогаров без образования видимых трещин и нарушения адгезионной связи на сохраняющейся части покрытия.

Было установлено, что образцы с покрытием из ZrB_2-15$MoSi_2$ увеличивают время работы УУКМ в потоке воздушно-топливной смеси при температуре поверхности 1500 ^oC на 20 мин, а покрытие состава ZrB_2-3SiC-5WC – на 12 мин. При нагреве в потоке кислородно-топливной смеси при температуре поверхности 1600 ^oC и парциальных давлениях молекулярного и атомарного кислорода P_{O2} = 75 кПа и P_O = 6,6 кПа соответственно для покрытия ZrB_2-15$MoSi_2$ время работы возрастает на 10 мин, и на 6 мин – для покрытия ZrB_2-3SiC-5WC по сравнению с образцом УУКМ без покрытия.

Условия испытаний по термогазодинамическому воздействию соответствуют гиперзвуковому полету (5-8М) на высотах 20–30 км, интенсивность термохимического воздействия в испытаниях в продуктах сгорания кислородно-топливной смеси превосходит воздействие гиперзвукового потока на всех представляющих практический интерес режимах полета не менее чем на порядок.

Получение покрытий высокоскоростным, газопламенным методом напыления (ВГПН). Однако наиболее широко установки для получения высокоскоростных, высокотемпературных газовых потоков применяются для напыления различных покрытий.

В зависимости от вида применяемого окислителя различают две основные разновидности ВГПН: высокоскоростное кислородно-топливное напыление (ВКТН) и высокоскоростное воздушно-топливное напыления (ВВТН), в англоязычной литературе соответственно – HVOF и HVAF (High Velocity Oxygen/Air Fuel). Качество ВГПН-покрытий сопоставимо с качеством лучших детонационных и плазменных покрытий или даже превосходит их – типичная пористость на уровне 1% и меньше [2], адгезионная прочность во многих случаях превосходит 100 МПа и является максимальной среди методов газотермического напыления (ГТН). Так, авторы [3] сообщают о получении ими адгезионной прочности покрытия состава WC 20 мас.% Ni-суперсплав на уровне 260–280 МПа.

В ИПМ НАН Украины была сформулирована концепция функционального разделения участков нагрева и ускорения частиц напыляемого материала в горелках для ВГПН, осуществляемого путем расходного управления параметрами двухфазного потока, и разработан ряд схем газодинамического тракта [4]. В этих схемах продукты сгорания из одной общей камеры сгорания или двух раздельных КС поступают в канал нагрева и ускорения дисперсной фазы в двух разнесенных узлах подвода, между которыми и создается участок нагрева с соответствующими параметрами газового потока. Схема с двумя последовательно установленными камерами сгорания была реализована в воздушно-жидкотопливной горелке ГВО-2РВ [5] (рис. 3). Опыт эксплуатации этих горелок подтвердил правильность теоретического положения о том, что энергетическая эффективность горелок с расходным управлением параметрами двухфазного потока в полтора-два раза выше, чем в горелках традиционной схемы. При равной тепловой мощности они позволяют наносить высококачественные покрытия из порошков, не напыляемых традиционными горелками.

Наиболее убедительным свидетельством возможностей технологии ВВТН с использованием жидкотопливной горелки ГВО-2РВ стало напыления металлокерамической компози-

ции на основе ультравысокотемпературной керамики (УВТК). Порошок для напыления массового состава 80% (ZrB_2 – 15%$MoSi_2$) + 20% (80%Ni – 20%Cr) дисперсностью +40/–70 мкм был создан в ИПМ НАН Украины под руководством д.т.н., профессора И. А. Подчерняевой. Ранее покрытия на основе УВТК можно было наносить только плазменным методом.

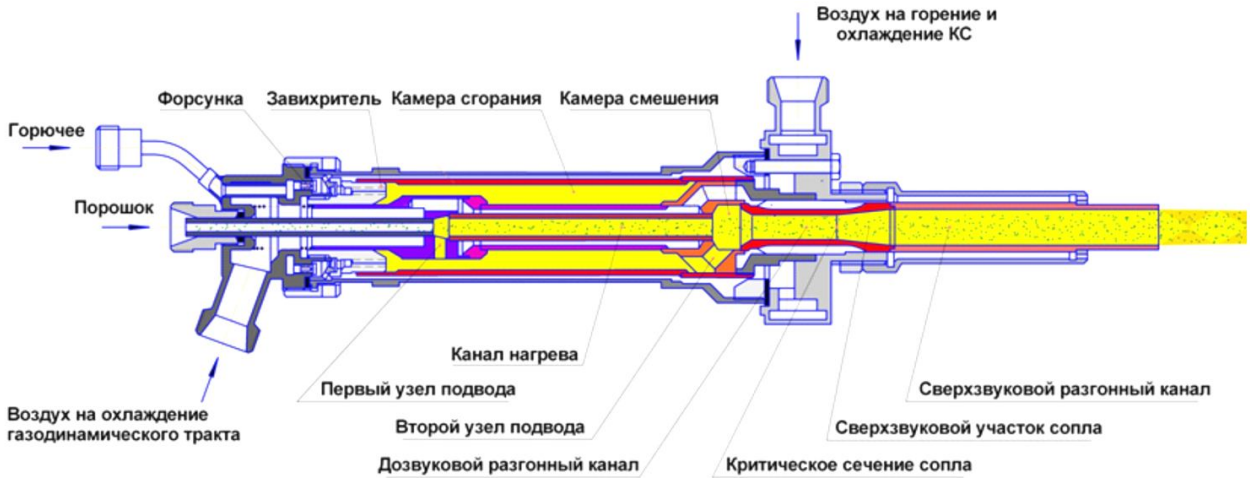


Рис. 3. Конструктивная схема жидкотопливной ВВТН-горелки ГВО-2РВ

Обозначения

P_f^o – давление торможения, МПа; ΔM – изменение массы модели, мг; τ – время, с; P_{O2}, P_O – парциальные давления молекулярного и атомарного кислорода соответственно, кПа.

Литература

1. Oxidation Behavior of Aluminum During Thermal Spray // Donna Guillen / Publisher: VDM Verlag Dr. Müller. 2009. Germany. 128 p.

2. Schneider K., Belashchenko V., Dratwinski M., et al. Thermal Spraying for Power Generation Components / WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. Weinheim. 2006. 271 p.

3. Hamatani H., Ichiyama Y., Kobayashi J. Mechanical and thermal properties of HVOF sprayed Ni based alloys with carbide // Science and technology of advanced materials. 2002. Vol. 3, № 4. P. 319–326.

4. Евдокименко Ю. И., Кисель В. М., Тимошенко В. И. Исследование газодинамических трактов генераторов двухфазных потоков с расходным управлением их параметрами // Авіаційно-космічна техніка і технологія. 2003. Вип. 6 (41). С. 69–73.

5. Евдокименко Ю. И., Кисель В. М., Фролов Г. А. Методические основы создания установок для высокоскоростного газопламенного нанесения покрытий // Наукові нотатки. Луцк: Луцкий нац. техн. ун-т, 2019. Вып. 66. С. 98–107.

УДК 621. 31

КОМПЛЕКСНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА КАК ОСНОВА УПРАВЛЕНИЯ НА УРОВНЕ РЕШЕНИЙ

Е. Е. Чайковская

Одесский национальный политехнический университет, г. Одесса, Украина
eechaikovskaya@gmail.com

В условиях экономии природного топлива и снижения вредных выбросов в атмосферу распределенная генерация энергии требует усовершенствования согласования производства и потребления [1–3]. С использованием методологического и математического обоснования архитектуры экспертных систем, методологии математического описания динамики энергетических систем и метода графа причинно-следственных связей [4–6] предложено обоснование системы управления процессами тепломассопереноса, основанное на прогнозировании изменения параметров технологического процесса:

$$HMTCS = \left\{ \left[\begin{array}{l} (D(\tau)(P(\tau) \\ MM(z,\tau)(sd(\tau), lp(\tau), lf(\tau), fd(\tau), tf(z,\tau), AI(z,\tau)) \\ C(\tau), LC(\tau) \\ \left\langle x_0(\tau), x_1(\tau), x_2(\tau), f(\tau), K(\tau), y(\tau), d(\tau), FI(\tau) \right\rangle \\ LMD(\tau), MD(\tau), NC(\tau), S(\tau), LS(\tau) \\ \left\langle f(\tau), K(\tau), y(\tau), d(\tau), FI(\tau) \right\rangle \\ P(\tau))), R(\tau), (P_i(\tau) \left\langle x_1(\tau), f_i(\tau), K_i(\tau), y_i(\tau) \right\rangle) \end{array} \right] \right\}. \quad (1)$$

Так, например, с использованием формулы (1) на основе математического и логического моделирования в составе системы управления разработана энергосберегающая технология поддержки изменения емкости аккумуляторной батареи [5]. Основой для согласования процессов тепломассопереноса при заряде и разряде аккумуляторной батареи является прогнозирование изменения напряжения заряда и разряда при измерении температуры электролита на входе и на выходе из аккумуляторной батареи. С этой целью разработана математическая модель динамики изменения напряжения аккумуляторной батареи при заряде и разряде. Передаточные функции по каналам «напряжение заряда – температура электролита в объеме аккумуляторной батареи», «напряжение разряда – температура электролита в объеме аккумуляторной батареи» позволяют прогнозировать изменение напряжения заряда и разряда на основе оценки изменения температуры электролита в порах пластин и над пластинами. Передаточные функции получены в результате решения системы нелинейных дифференциальных уравнений с использованием способа преобразования Лапласа. Система дифференциальных уравнений включает уравнение состояния как оценку физической модели аккумулятора, уравнения энергии заряда и разряда, уравнение теплового баланса для стенки пластин аккумулятора. Уравнения энергии заряда и разряда разработаны с использованием оценки изменения температуры электролита в порах пластин и над пластинами как во времени, так и вдоль пространственной координаты пластин аккумулятора. Интегрированная система изменения напряжения, полученная на основе согласования процессов тепломассопереноса при разряде и заряде, предоставляет возможность принимать своевременные решения на

подзаряд аккумуляторной батареи с целью недопущения перезаряда и недопустимого разряда ($\alpha_{зар.}$ = 14,179 Вт/(м^2·К), $\alpha_{раз.}$= 14,185 Вт/(м^2·К), k = 3,25 Вт/(м^2·К)) (табл. 1, рис. 1).

Таблица 1

Интегрированная система поддержки функционирования аккумуляторной батареи 12 В

Время, τ, 10^3 с	Изменение емкости аккумуляторной батареи	$\Delta U(\tau)/\Delta U_{уст.р.}(\tau)$	$U(\tau)$, В
0	$I(\tau) = I_{подзар}(\tau)$. Подзаряд. $t_{э.вх}$ = 35 °С; $t_{э.вых}$ = 35 °С	0,6916	13,4150
3	$I(\tau) = I_{раз}(\tau)$. Разряд. $t_{э.вх}$ = 35 °С; $t_{э.вых}$ = 27,5 °С	–1	13,4150
6	$I(\tau) = I_{раз}(\tau)$. Разряд: $t_{э.вх}$ = 34,375 °С; $t_{э.вых}$ = 27,5 °С	–0,9198	13,3074
9	$I(\tau) = I_{раз}(\tau)$. Разряд. $t_{э.вх}$ = 33,75 °С; $t_{э.вых}$ = 27,5 °С	–0,8396	13,1936
12	$I(\tau) = I_{раз}(\tau)$. Разряд: $t_{э.вх}$ = 33,125 °С; $t_{э.вых}$ = 27,5 °С	–0,7593	13,0725
15	Принятие решения на заряд. $I(\tau) = I_{зар}(\tau)$. $t_{э.вх}$ = 32,5 °С; $t_{э.вых}$ = 27,5 °С	–0,6790	12,9433
18	$I(\tau) = I_{зар}(\tau)$. Заряд. $t_{э.вх}$ = 32,5 °С; $t_{э.вых}$ = 35 °С	0,7669	12,9433
21	$I(\tau) = I_{зар}(\tau)$. Заряд $t_{э.вх}$ = 33,125 °С; $t_{э.вых}$ = 35 °С	0,7481	13,0406
24	$I(\tau) = I_{зар}(\tau)$. Заряд $t_{э.вх}$ = 33,75 °С; $t_{э.вых}$ = 35 °С	0,7292	13,1720
27	$I(\tau) = I_{зар}(\tau)$. Заряд $t_{э.вх}$ = 34,37 °С; $t_{э.вых}$ = 35 °С	0,7104	13,3701
30	Принятие решения на подзаряд. $I(\tau) = I_{подзар}(\tau)$. Подзаряд $t_{э.вх}$=35 °С; $t_{э.вых}$ = 35 °С	0,6916	13,4150
33	$I(\tau) = I_{подзар}(\tau)$. Подзаряд. $t_{э.вх}$ = 35 °С; $t_{э.вых}$ = 35 °С	0,6916	13,4150

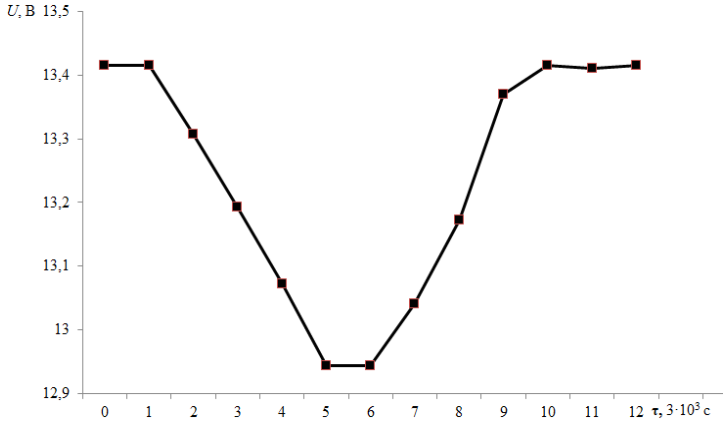


Рис. 1. Зависимость изменения напряжения разряда и заряда аккумуляторной батареи 12 В от времени

Определение точного времени заряда до начала газообразования позволяет уменьшить время заряда с целью экономии электрической энергии и недопущения газообразования.

Так, например, с использованием формулы (1) на основе математического и логического моделирования в составе системы управления разработана энергосберегающая технология поддержки функционирования ветро-солнечной электрической системы [6]. Основой для согласования процессов тепломассопереноса является прогнозирование изменения емкости аккумуляторной батареи при измерении напряжения на входе в гибридный контроллер заряда, напряжения на выходе из инвертора и частоты напряжения. С этой целью в результате решения системы нелинейных дифференциальных уравнений получены передаточные функции по каналам «емкость аккумуляторной батареи – мощность теплоэлектроаккумулятора», «число оборотов электродвигателя циркуляционного насоса – частота напряжения», «расход местной воды – число оборотов электродвигателя циркуляционного насоса». Система дифференциальных уравнений включает уравнение состояния как оценку физической модели элек-

трической системы, уравнения энергии передающей и воспринимающей сред – нагревателя теплоэлектроаккумулятора и местной воды, соответственно, уравнение теплового баланса для стенки теплоэлектронагревателя. Для оценки изменения расхода местной воды система дифференциальных уравнений дополнена уравнением сплошности. Уравнение энергии воспринимающей среды разработано на основе оценки изменения температуры местной воды, как во времени, так и вдоль пространственной координаты, совпадающей с направлением потока движения среды. С использованием формулы (1) предложена комплексная интегрированная система поддержки функционирования ветро-солнечной электрической системы, основанная на прогнозировании изменения емкости аккумуляторной батареи. Система управления позволяет принимать опережающие решения на изменение мощности теплоэлектроаккумулятора (табл. 2, рис. 2). Обеспечено уменьшение срока заряда теплоэлектроаккумулятора до 30%.

Таблица 2

Режимные параметры ветро-солнечной электрической системы

Уровни функционирования	N, кВт	$N_т$, кВт	t, °С	$G_в$, кг/с	$\tau_з$, ч	U_1, В	U_2, В	f, Гц	n, об/мин
Первый уровень	0,6	0, 5	55	0,0024	3,87	36	57,5	12,5	712,5
Второй уровень	1,2	1	60	0,0043	0,21	72	114,9	25	1425
Третий уровень	1,9	1,5	65	0,0060	0,17	114	172,4	37,5	2137,5
Четвертый уровень	2,6	2	70	0,0073	0,098	156	230	50	2850

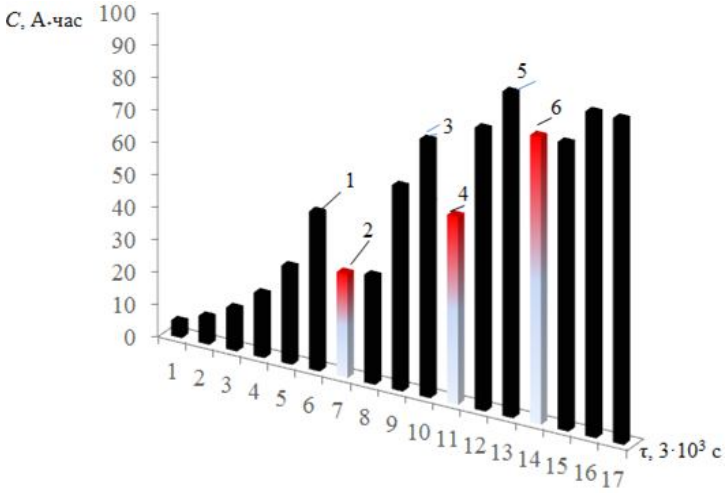


Рис. 2. Зависимость изменения емкости аккумуляторной батареи от времени: 1, 3, 5 – принятие решений на изменение мощности теплоэлектроаккумулятора, 2, 4, 6 – разряд по поддержке изменения емкости батареи

Обозначения

HMTCS(τ) – система управления тепломассопереносом; *D*(τ) – динамическая подсистема – энергетическая система; *P*(τ) – свойства элементов системы управления; *MM*(τ) – математическое моделирование динамики изменения прогнозируемых параметров; *sd*(τ) – исходные данные; *lp*(τ) – граничное изменение исходных параметров; *lf*(τ) – уровни функционирования энергетической системы; *fd*(τ) – полученные параметры; *tf*(τ, *z*) – передаточные функции изменения прогнозируемых параметров; *AI*(τ) – эталонная информация; *C*(τ) – контроль работоспособности энерегетической системы; *LC*(τ) – логические отношения контроля работоспособности энергетической системи; *z* – координата длины, м; τ – время, с; *x*(τ) – воздействия; *f*(τ) – измеряемые параметры; *K*(τ)– коэффициенты математичного описания; *y*(τ) – прогнозируемые параметры; *d*(τ) – динамические параметры; *FI*(τ) – функциональная результи-

рующая информация; $LMD(\tau)$ – логические отношения принятия решений; $MD(\tau)$ – принятие решений; $NC(\tau)$ – новые условия функционирования; $S(\tau)$ – идентификация состояния энергетической системы; $LS(\tau)$ – логические отношения идентификации состояния энергетической системы; $\alpha_{зар.}$, $\alpha_{раз.}$ – коэффициенты теплоотдачи при заряде и разряде, Вт/(м^2·К) соответственно; k – коэффициент теплопередачи, Вт/(м^2·К): $I_{подзар}$, $I_{раз}$, $I_{зар}$ – ток подзаряда, разряда, заряда, соответственно, А; $t_{э.вх}$, $t_{э.вых}$ – температура электролита на входе в аккумуляторную батарею и на выходе из аккумуляторной батареи соответственно, °С; U – напряжение, В; N, $N_Т$ – суммарная мощность ветро-солнечной электрической системы, мощность теплоэлектроаккумулятора соответственно, кВт; t – температура местной воды на выходе из теплоэлектроаккумулятора, °С; $\tau_з$, – время заряда теплоэлектроаккумулятора, ч; $G_в$ – расход местной воды, кг/с; U_1 – напряжение на входе в гибридный контроллер заряда, В; U_2 – напряжение на выходе из инвертора, В; f – частота напряжения, Гц; n – число оборотов электродвигателя циркуляционного насоса, об/мин. Индексы: i – число элементов системы управления; 0, 1, 2 – начальные условия, внешний, внутренний характер воздействий; уст.р. – установившееся, расчетное значение параметра.

Литература

1. Xiqiao L., Yukun L., Xianhong B. Smart grid service evaluation system // J. Article in Procedia CIRP2019. 2019. Vol. 83. P. 440–444.

2. Mujahed A., Nassef A., Rezk H. Nisar, K. Optimal parameter design of fractional order control based INC-MPPT for PV system // Solar Energy. 2018. Vol. 159. P. 650–664.

3. Shahriari M., Blumsack S. The capacity value of optimal wind and solar portfolios // Energy. 2018. Vol. 148. P. 992–1005.

4. Чайковская Е. Е. Согласование производства и потребления энергии на основе интеллектуального управления тепломассообменными процессами // ММФ–2016: XV Минский междунар. форум по тепло- и массообмену. 23–26 мая 2016 г. Минск: Институт тепло- и массобмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2016. Т. 3. С. 442–445.

5. Chaikovskaya E. E. Development of energy-saving technology to support functioning of the lead-acid batteries // Eastern-European J. of Enterprise Technologies. 2017. Vol. 88, No. 4/8. P. 56–64.

6. Chaikovskaya E. E. Development of energy−saving tehnology to maintain the functionimg of a wind-solar electrical system // Eastern-European J. of Enterprise Technologies. 2019. Vol. 100, No. 4/8. P. 57–68.

СОДЕРЖАНИЕ

КОНВЕКТИВНО-РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН

Beliavsky Y. Influence of sound on heat transfer in gases, the concept of pressure gradient elastic waves 3

Аксянов Р. А., Коханова Ю. С., Куимов Е. С., Кузин А. А., Попов И. А., Жукова Ю. В. Влияние параметров шероховатости и смачиваемости микроструктурированных поверхностей на теплоотдачу и критические тепловые потоки 6

Алексеенко С. В., Ануфриев И. С., Садкин И. С., Шадрин Е. Ю., Шарыпов О. В. Исследование аэродинамики течения в четырёхвихревой топке методом лазерной доплеровской анемометрии 11

Архипов В. А., Коротких А. Г., Золоторёв Н. Н., Кузнецов В. Т., Матвиенко О. В. Структура течения и конвективный теплообмен во вращающемся цилиндре с торцевой стенкой 14

Баранова Т. А., Жукова Ю. В., Сидорович Т. В. Определение теплообменных параметров устройства, предназначенного для систем охлаждения электронных компонентов 17

Баранова Т. А., Жукова Ю. В., Терех А. М., Руденко А. И. Экспериментальное и численное исследование конвективного теплообмена плоских теплоотводящих поверхностей с пластинчатым оребрением 21

Басок Б. И., Давыденко Б. В., Новиков В. Г., Тимощенко А. В. Влияние солнечной радиации на температурный режим светопрозрачных конструкций 24

Батура Н. И., Гаджимагомедов Г. Г., Липатов И. И., Масленников Г. Я. Исследование пассивных методов воздействия на характеристики слоя смешения открытой струи 28

Бекежанова В. Б., Гончарова О. Н. Влияние граничного теплового режима на характеристики трёхмерных течений с учётом испарения на поверхности раздела 31

Бекежанова В. Б., Гончарова О. Н. Решение Остроумова–Бириха для описания двухслойных течений с неоднородным испарением на границе раздела 33

Беляев И. А., Сардов П. А., Белавина Е. А., Листратов Я. И., Фрик П. Г. Исследование особенностей смешанной конвекции при опускном МГД-течении в вертикальной обогреваемой трубе 36

Бендерский Б. Я., Чернова А. А. Моделирование тепловых процессов в предсопловом объеме РДТТ с утопленным соплом 40

Большухин М. А., Будников А. В., Свешников Д. Н., Патрушев Д. Н., Марков А. С., Мешков С. И., Фомичев В. И. Расчетные и экспериментальные исследования в обоснование конструкции модели для исследования влияния случайных температурных пульсаций на ресурсные характеристики материалов 43

Бондарева Н. С., Шеремет М. А. Использование скрытой энергии фазовых переходов в строительных конструкциях для снижения суточных температурных колебаний 46

Брезгин Д. В., Аронсон К. Э., Ким Х. Д. Исследование влияния начальных параметров потоков на производительность пароструйного эжектора с учетом неравновесной конденсации 48

Валуева Е. П., Зюкин В. С. Теплообмен на начальном гидродинамическом участке плоского канала при ламинарном пульсирующем квазистационарном течении 52

Васильев А. Ю., Сухановский А. Н. Численное моделирование конвективной турбулентности при смешанных граничных условиях 56

Васильев А. Ю., Фрик П. Г., Kumar A., Степанов Р. А., Сухановский А. Н., Verma M. K. Переходные режимы крупномасштабной конвективной циркуляции в кубической полости 59

Винникова В. Г., Пономарев О. А. Большие периодические флуктуации температуры и скорости в вихревых трубах 62

Винниченко Н. А., Пуштаев А. В., Руденко Ю. К., Плаксина Ю. Ю., Уваров А. В. Определение полей скорости и давления в течении по экспериментально измеренным полям температуры с помощью неполного численного моделирования 66

Винокуров Д. К. К особенностям численного моделирования радиационного теплообмена в диффузном приближении в зональном методе 69

Воропаев Г. А., Баскова А. А. Структура потока и конвективный теплообмен на частично гофрированных поверхностях 73

Голубкина И. В., Осипцов А. Н. Расчет равновесной температуры адиабатической стенки, обтекаемой сверхзвуковым газокапельным потоком 77

Градусов А. А., Королев П. В., Пузина Ю. Ю. Течение He-II в U-образном канале с монодисперсной сферической засыпкой при наличии осевого теплового потока 80

Деревич И. В., Хан Зо Тун. Влияние структуры поверхности канала на аэродинамику и массоперенос в дисперсных турбулентных потоках 84

Дмитренко А. В. Аналогии Рейнольдса на основе теории стохастических уравнений и эквивалентности мер 88

Добросельский К. Г. Поднятая струя в поперечном потоке: особенности взаимодействия и теплообмена 91

Дьяченко А. Ю., Филиппов М. В., Терехов В. И., Чохар И. А., Пахомов М. А. Исследование охлаждения стенки пристенной газовой завесой, вдуваемой через наклонные круглые отверстия в поперечную траншею 95

Евграфова А. В., Сухановский А. Н. Зависимость числа Нуссельта от числа Рэлея в случае локализованного источника тепла 99

Жестков Г. Б., Щербакова Е. В., Белов С. В. Исследование влияния формы каналов перфорации и параметров потока на эффективность заградительного охлаждения лопаток ТВД 101

Здитовец А. Г., Леонтьев А. И., Киселёв Н. А., Виноградов Ю. А., Попович С. С. Экспериментальное исследование влияния конденсации влаги из сверхзвукового воздушного потока на величину адиабатной температуры стенки 105

Исаев С. А., Гортышов Ю. Ф., Попов И. А., Миронов А. А., Скрыпник А. Н. Гидравлическое сопротивление и теплоотдача в каналах с овально-траншейными и овально-дуговыми выемками 109

Исаев С. А., Леонтьев А. И., Корнев Н. В., Никущенко Д. В., Усачов А. Е. Интенсификация теплообмена в узких каналах наклоненными овально-траншейными лунками 113

Кабардин И. К., Меледин В. Г., Яворский Н. И., Павлов В. А., Правдина М. Х., Куликов Д. В., Какаулин С. В., Езендеева Д. П., Гордиенко М. Р., Кабардин А. К. Экспериментальное определение границ применимости моделей турбулентности в задачах интенсификации массопереноса управляемым поворотно-дивергентным потоком 117

Кабардин И. К., Меледин В. Г., Яворский Н. И., Правдина М. Х., Куликов Д. В., Гордиенко М. Р., Полякова В. И., Езендеева Д. П., Какаулин С. В., Кабардин А. К. Сравнительный анализ энергоразделения при различных режимах в трубах Ранка–Хилша с круглым и квадратным сечением рабочего канала 121

Карасев Т. О., Теймуразов А. С. Моделирование тепломассопереноса жидкого магния в рамках подходов RANS И LES 125

Киселёв Н. А., Здитовец А. Г., Леонтьев А. И., Виноградов Ю. А. Экспериментальное исследование влияния начальной степени закрутки потока на температуру адиабатной стенки при сверхзвуковых скоростях течения 129

Ковальногов В. Н., Федоров Р. В., Чукалин А. В., Хахалева Л. В., Корнилова М. И. Исследование и верификация модели управления интенсивностью обменных процессов в турбулентном пограничном слое 133

Кормилицын В. И., Ганиев С. Р., Рудаков В. П., Крюков А. К. Исследование формирования и воздействия кавитационных процессов на амплитудно-частотные характеристики пульсации давления в жидкостных потоках 136

Кот В. А. Новые аспекты в теории ламинарного пограничного слоя 140

Кунтыш В. Б., Сухоцкий А. Б., Маршалова Г. С. Сравнительное исследование аэродинамического сопротивления двух натурных теплообменников с алюминиевыми продольными гладкими и односторонне олуненными ребрами 145

Кухарчук И. Г., Жданов В. Л. Стереоизмерения поля скорости внутренней области турбулентного пограничного слоя за тонкой трехмерной пластиной 148

Лапотко В. М., Кухтин Ю. П. Метод расчета высокотемпературных нестационарных течений газа в воздушно-реактивных двигателях 152

Леонтьев А. И., Лущик В. Г., Макарова М. С. Особенности теплообмена на проницаемой поверхности в сверхзвуковом ламинарном потоке при вдуве газа с малым числом Прандтля 156

Лущик В. Г., Макарова М. С. Особенности теплообмена на проницаемой поверхности в сверхзвуковом турбулентном потоке при вдуве инородного газа 161

Лымбина Л. Е., Торопов Е. В. Парадигма тепломассопереноса в каналах с особенностями 165

Маграквелидзе Т. Ш., Гигинеишвили Г. Ю., Микашавидзе А. Н., Коберидзе Т. А., Ломидзе Х. Н. Интенсификация теплоотдачи при стекании водяной пленки по вертикальной трубе 169

Матвиенко О. В., Мартынов П. С. Численное исследование теплообмена и химического реагирования равновесно диссоциирующего газа 171

Мешкова В. Д., Дектерев А. А., Филимонов С. А., Литвинцев К. Ю. Расчетное исследование ветровых потоков в зонах жилой застройки и оценка их влияния на пешеходную комфортность 175

Михайленко С. А., Шеремет М. А. Конвективно-радиационный теплообмен во вращающейся квадратной полости при наличии теплопроводных стенок и элемента переменной плотности объемного тепловыделения 178

Молочников В. М., Мазо А. Б., Калинин Е. И., Малюков А. В. Теплоотдача за препятствием в канале в пульсирующем потоке при умеренных числах Рейнольдса 182

Мошева Е. А., Мизев А. И., Шмыров А. В. Механизмы гидродинамической неустойчивости как инструмент смешивания жидкостей в микрореакторах проточного типа 185

Новожилова А. В., Марьина З. Г., Верещагин А. Ю., Комаревцев М. Влияние угла наклона однорядного пучка из труб с ленточным оребрением на теплоотдачу при свободной конвекции 188

Пахомов М. А., Терехов В. И. Моделирование теплопереноса в газокапельном потоке за внезапным расширением осесимметричного диффузора 191

Попов И. А., Скрыпник А. Н., Жукова Ю. В., Баранова Т. А., Жуковский И. И. Интенсификация конвективного теплообмена при поперечном обтекании вязкой жидкостью круглой трубы со структурированной поверхностью 195

Попович С. С., Здитовец А. Г., Киселёв Н. А., Виноградов Ю. А., Медвецкая Н. В., Стронгин М. М. Экспериментальное исследование адиабатной температуры стенки при обтекании пластины сверхзвуковым газокапельным потоком 197

Пятницкая Н. Ю., Разуванов Н. Г., Свиридов Е. В. Инженерный подход к моделированию жидкометаллического теплообмена, осложненного магнитным полем 201

Репухов В. М. Решение сложных транспортных уравнений с квазилинейным преобразованием законов переноса и состояния вещества 203

Сидоров А. А., Ястребов А. К. CFD исследование турбодетандерного агрегата 208

Скрыпник А. Н., Маршалова Г. С., Гуреев В. М., Попов И. А., Жукова Ю. В. Исследование теплогидравлических характеристик оребренных плоских труб аппарата воздушного охлаждения масла 212

Skrypnik A. N., Popov I. A., Gortyshov Yu. F., Shchelchkov A. V., Zhukova Yu. V. Heat transfer augmentation in tubes with inner helical micro-ribs – review and technical recommendations 218

Степанова И. В. Моделирование тепломассообмена в бинарной смеси посредством анализа точного решения уравнений термодиффузионной конвекции 223

Сукомел Л. А., Кабаньков О. Н. Численное моделирование течения и теплообмена в однофазном контуре естественной циркуляции при разных граничных условиях на обогреваемой поверхности 227

Сухоцкий А. Б., Данильчик Е. С. Влияние высоты ребра круглоребристых труб однорядного пучка при различных углах его наклона к горизонтальной плоскости на свободно-конвективный теплообмен 231

Сухоцкий А. Б., Данильчик Е. С. Интенсификация свободно-конвективного теплообмена однорядного пучка из круглоребристых труб с различной высотой оребрения 235

Тютюма В. Д., Дашков Г. В., Солодухин А. Д. Апробация модели плоского течения в вихревой камере 238

Фрик П. Г., Колесниченко И. В., Мамыкин А. Д., Мандрыкин С. Д., Павлинов А. М., Теймуразов А. С., Шестаков А. В., Халилов Р. И., Shishkina O., Zwirner L. Турбулентная конвекция жидкого натрия в наклоненном цилиндре: лабораторные эксперименты и численное моделирование 242

Хазов Д. Е., Леонтьев А. И., Виноградов Ю. А. Безмашинное энергоразделение в пограничном слое при больших скоростях 246

Храпунов Е. Ф., Чумаков Ю. С. Об устойчивых режимах свободноконвективного факела 250

Чалаев Д. М., Сильнягина Н. Б., Степанова О. Е. Повышение эффективности теплопередачи в трубчатом теплообменнике с гофрированными трубами 254

Шагиянова А. М., Коротеева Е. Ю., Знаменская И. А., Сысоев Н. Н. Конвективно-радиационный перенос в пограничном слое жидкости при термографической регистрации высокоскоростных процессов 256

Шалаев В. И. Физические механизмы интенсификации тепловых потоков и раннего перехода в гиперзвуковом пограничном слое на затупленных плоских телах 260

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ФАЗОВЫХ И ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

Ассоров П. С., Симоновский А. Я., Шаталов Н. А. Волновые явления в капиллярных объемах магнитной жидкости в процессах тепломассопереноса 264

Ахмадиев Ф. Г., Гильфанов Р. М., Фарахов М. И., Ахмитшин А. А. Моделирование сопряженного тепломассообмена в пластинчатых теплообменниках при пленочной конденсации 268

Бекежанова В. Б., Шефер И. А. Критические характеристики устойчивости совместных течений испаряющейся жидкости и парогазовой смеси 272

Борисова Н. Н., Рожин И. И. Определение массового расхода по замерам устьевого давления при гидратообразовании в скважине Отрадненского ГКМ 276

Бровка Г. П., Бровка А. Г., Агутин К. А., Мучко М. В. Экспериментальные исследования и расчетные схемы для численного моделирования процессов искусственного замораживания горных пород 280

Верещагин А. С., Зиновьев В. Н., Казанин И. В., Пак А. Ю., Лебига В. А., Фомин В. М. Моделирование процесса выделения гелия из смеси газов с помощью композитного сорбента на основе микросфер 284

Вершинина К. Ю., Дорохов В. В., Романов Д. С., Стрижак П. А. Отличия условий и характеристик воспламенения и горения топливных смесей на основе отходов 287

Власов В. А. Моделирование процессов испарения и конденсации в рамках химической кинетики 290

Власов В. А., Нестеров А. Н., Решетников А. М. Скорость распространения пленки газового гидрата по поверхности раздела вода–газ 294

Власюк А. П., Илькив И. В., Огийчук В. А. Математическое и компьютерное моделирование взаимосвязанных процессов влаго-, тепло- и массопереноса в ненасыщенном слое грунта..... 298

Володин О. А., Печеркин Н. И., Павленко А. Н., Катаев А. И., Миронова И. Б. Методы интенсификации теплообмена при кипении и испарении стекающих пленок на пакетах горизонтальных труб..... 303

Глушков Д. О., Кузнецов Г. В., Няшина Г. С., Стрижак П. А. Сравнительный анализ факторов, влияющих на формирование и выход оксидов азота, при сжигании композиционных топлив..... 306

Глушков Д. О., Яшутина О. С. Тепломассоперенос при зажигании гелеобразного топлива..... 310

Деревич И. В., Клочков А. К. Моделирование теплового взрыва частиц с гетерогенными экзотермическими химическими реакциями в турбулентном потоке газа с учетом флуктуаций температуры и концентрации окислителя 314

Дорогуш Г. В., Коптелов А. А., Матвеев А. А., Рогозина А. А. Оценка времени задержки теплового взрыва энергетического материала по данным термического анализа..... 318

Ершова И. Г., Поручиков Д. В. Установка для получения энергии фазового перехода вода–лед 322

Карпов А. И., Шаклеин А. А., Болкисев А. А. Методы оценки регрессии при распространении пламени по поверхности горючего материала..... 326

Киверин А. Д., Кривошеев П. Н., Новицкий А. О., Пенязьков О. Г., Смыгалина А. Е., Яковенко И. С. Механизмы перехода горения в детонацию в каналах и трубах, заполненных газообразной реагирующей смесью 330

Кичатов Б. В., Киверин А. Д., Коршунов А. М., Яковенко И. С. Численное моделирование процесса безокислительной торрефикации биотоплива в неподвижном слое минерального наполнителя 333

Ковальский А. А., Сираев Р. В., Ахметова О. В. Исследование влияние фазовых переходов на температурное поле при фильтрации парафинистых нефтей на основе метода покоэффициентного осреднения..... 336

Козлов П. В., Левашов В. Ю., Быкова Н. Г., Забелинский И. Е., Туник Ю. В., Майоров В. О. Влияние озона на воспламенение и детонацию стехиометрической водородно-кислородной смеси 340

Копьев Е. П., Ануфриев И. С., Шарыпов О. В., Садкин И. С., Мухина М. А. Сжигание сырой нефти в горелочном устройстве при распылении струей перегретого водяного пара 344

Корценштейн Н. М., Ястребов А. К. Численное моделирование объемной конденсации в запыленном парогазовом потоке с учетом межфазного теплообмена 348

Кузнецов Г. В., Малышев Д. Ю., Сыродой С. В. Математическое моделирование процесса зажигания частиц био-водоугольного топлива на основе угля и лесного горючего материала 352

Кузнецов Е. А., Маркус Е. С., Снегирёв А. Ю. Численное моделирование зажигания и горения полимерных и композитных материалов 357

Луценко Н. А. О моделировании процессов в пористых объектах с химическими превращениями и фазовыми переходами при принудительной и естественной фильтрации газа..... 361

Маркус Е. С., Кузнецов Е. А., Омельченко О. Б., Снегирёв А. Ю. Численное моделирование распространения пламени по сплошным и дискретным поверхностям горючего материала..... 364

Мильман О. О., Картуесова А. Ю., Кондратьев А. В. Особенности работы теплообменных аппаратов с конденсацией пара внутри труб 368

Мильман О. О., Крылов В. С., Птахин А. В. Конденсация пара из парогазовой смеси с большим содержанием неконденсирующихся газов 372

Минкина В. Г., Шабуня С. И., Калинин В. И. Кинетика каталитического гидролиза водного раствора борогидрида натрия 374

Миронов В. Н., Баранышин Е. А., Голомако Е. С., Кривошеев П. Н., Рощин Л. Ю., Шумляев С. О. Горение композитов пористый кремний–моногидрат перхлората натрия в средах кислорода и азота при давлении 1 бар 378

Миронов В. Н., Баранышин Е. А., Голомако Е. С., Кривошеев П. Н., Рощин Л. Ю., Шумляев С. О. Распространение горения по композитам пористый кремний–моногидрат перхлората натрия в воздушной среде 384

Никитин В. Ф., Смирнов Н. Н., Михальченко Е. В. Исследование ячеистой структуры детонации газовой смеси 388

Паршаков О. С., Пугин А. В., Семин М. А. Исследование процессов оттаивания горных пород после длительного замораживания участков обводненного породного массива при строительстве шахтных стволов 393

Пашкевич Д. С., Мухортов Д. А., Капустин В. В., Петров В. Б., Камбур П. С., Курапова Е. С., Алексеев Ю. И., Зимин А. Р. Исследование получения фторида водорода из бифторида аммония в режиме горения 394

Пермяков П. П., Жирков А. Ф., Железняк М. Н. Учет процесса внутрипочвенной конденсации при моделировании тепловлагообмена в мерзлых грунтах 398

Прокофьев В. Г., Лапшин О. В. Численное моделирование нестационарного горения безгазовых систем с конвекцией Марангони 402

Пряжников М. И., Минаков А. В., Жигарев В. А., Гузей Д. В. Методика численного моделирования процесса растепления многолетнемерзлых пород при бурении скважин 406

Русяк И. Г., Липанов А. М. Влияние учета постепенного воспламенения, нестационарного и эрозионного горения пороха на результаты прогнозирования внутрибаллистических характеристик 410

Савенков Г. Г., Украинцева Т. В. Горение мазута и нанопористого кремния с различными окислителями под действием электрического разряда 414

Сердюков В. С., Суртаев А. С., Малахов И. П., Тимошевский М. В. Исследование особенностей вскипания недогретой воды в условиях импульсного тепловыделения 417

Снегирёв А. Ю., Маркус Е. С., Кузнецов Е. А. Теплофизика пожара 420

Суртаев А. С., Сердюков В. С., Сафонов А. Н., Малахов И. П. Влияние давления и свойств смачивания поверхности на локальные характеристики теплообмена при кипении 423

Терехов В. И., Горбачев М. В. Сравнительный анализ схем тепломассообменных аппаратов косвенно-испарительного охлаждения воздуха 426

Тетерев А. В., Козлов И. М., Рудак Л. В., Мисюченко Н. И. Компьютерное моделирование воспламенения и детонации водородно-кислородной смеси в ударной трубе 430

Тонконог В. Г., Тукмаков А. Л., Тукмакова Н. А., Ахунов А. А. Способы регазификации сжиженного природного газа 433

Трушляков В. И., Новиков А. А., Паничкин А. В., Лесняк И. Ю. Исследование процесса испарения и замерзания жидкости со свободной поверхностью в замкнутом объёме при акустико-вакуумном воздействии 436

Туник Ю. В., Майоров В. О. Энергетическая эффективность детонационного сжигания водорода в сопле Лаваля на больших высотах 438

Филиппов А. И., Губайдуллин М. Р., Зеленова М. А. Моделирование поля скорости в нефтяном пласте с несовершенным вскрытием 441

Филиппов А. И., Унщиков Н. А. Фильтрационные поля давления с учетом влияния скважинных условий 445

Черника И. М., Болога М. К., Кожевников И. В., Моторин О. В. Интенсификация теплообмена при кипении в электрогидродинамическом потоке 449

Шадрин С. Ю. Расчет профиля парогазовой оболочки в условиях электролитного нагрева 453

Шишкова И. Н., Крюков А. П., Левашов В. Ю. Исследование процесса испарения методом сквозного моделирования систем жидкость–пар 457

Ягов В. В., Забиров А. Р., Виноградов М. М., Молотова И. А. Теплообмен при нестационарном пленочном кипении жидкостей 461

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ЭНЕРГЕТИКЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

Płusa T., Duda A., Konieczny M., Duda P. Numerical modeling and experimental verification of thermal oil flow in the semi industrial installation 465

Акулич П. В., Слижук Д. С. Тепловлагоперенос в неподвижном дисперсном слое растительных материалов при СВЧ-конвективном энергоподводе 467

Арефьев К. Ю., Федотова К. В., Яновский Л. С. Исследование особенностей теплообмена при эндо- и экзотермических превращениях газообразных углеводородов в каналах большого удлинения 471

Аронсон К. Э., Мурманский И. Б., Бродов Ю. М., Рябчиков А. Ю., Желонкин Н. В., Брезгин Д. В. Экспериментальное исследование газодинамического сопротивления охладителей многоступенчатых эжекторов 475

Атаманюк В. М., Гузёва И. А., Киндзера Д. П. Моделирование теплообмена при фильтрационной сушке слоя растительного сырья 478

Басок Б. И., Давыденко Б. В., Лысенко О. Н. Процессы теплообмена при отоплении здания с использованием индивидуального теплового пункта 481

Бирюк В. В., Урлапкин В. В., Шелудько Л. П. Применение блочных ПГУ-ТЭЦ для энергоснабжения новых районов городов 485

Бринь А. А., Петручик А. И., Фисенко С. П. О хранении электрической энергии на электростанции при помощи вакуумной градирни 490

Брич М. А., Горбачёв Н. М., Козначеев И. А. Численное исследование экструдирования неньютоновских материалов с учётом саморазогрева 491

Бутаков Е. Б., Бурдуков А. П., Кузнецов А. В. Экспериментальное исследование поточной газификации механоактивированного угольного топлива 493

Бутаков Е. Б., Бурдуков А. П., Кузнецов А. В., Плюснин П. Е., Попов А. А. Экспериментальное исследование термического разложения отходов угледобычи 495

Василевич С. В., Малько М. В., Дегтеров Д. В., Асадчий А. Н., Митрофанов А. В., Басова Е. В. Моделирование процесса термохимической конверсии древесины с учетом избыточного давления 497

Воробьев С. В., Постникова И. В., Блиничев В. Н. Определение скорости и концентрации частиц твердой фазы в турбулентной струе газа, погруженной в псевдоожиженный слой 501

Глушков Д. О., Кузнецов Г. В., Няшина Г. С., Стрижак П. А. Влияние добавок биомассы на снижение выбросов оксидов серы и азота при использовании суспензионных топлив 505

Гринчик Н. Н., Адамович А. Л. Моделирование конвективной и микроволновой сушки древесины 509

Гринчик Н. Н. Тепловые эффекты при изменении межфазной поверхности в капиллярно-пористых средах 511

Громова Е. Н. Причины неравномерной сушки бумаги на контактно-конвективных установках 518

Гузёва И. А., Атаманюк В. М., Киндзера Д. П. Моделирование динамики изменения температур во втором периоде фильтрационной сушки монодисперсного слоя 521

Дедов А. В., Демидов А. С., Захаренков А. В., Комов А. Т., Тупотилов И. А., Локтионов В. Д. Проведение экспериментальных исследований на рабочем участке, охлаждаемом диспергированным потоком 524

Дорняк О. Р., Кошелева М. К. Математическая модель тепломассопереноса при сушке нетканых текстильных материалов 527

Жданов А. С., Муравьёв А. Г., Дунин В. Н. Оценка доли фазовых сопротивлений теплопереносу в дисперсных системах при наличии фазовых переходов 532

Журавский Г. И., Криворот В. А., Нитиевский М. И., Петренко П. А. Термохимическая конверсия органических отходов в топливо 536

Заболотский А. В., Турчин М. Ю., Хадыев В. Т., Мигашкин А. О. Математическое моделирование структуры, твердения и сушки бетона в нестационарном температурном поле 537

Захаров М. К. Теоретические основы внутреннего энергосбережения при ректификации..... 540

Ибраева К. Т., Алтынбаева Д. Б., Табакаев Р. Б. Кинетические параметры пиролиза торфа после фракционного разделения в жидкостях различной плотности 543

Карпов С. В., Онохин Д. А., Коноплев М. И. Аэродинамика, конвективный теплообмен и энергетическая эффективность циклонных печей большой относительной длины..... 548

Карпухина Т. В., Ковальногов В. Н., Цветова Е. В., Бусыгин С. В. Исследование влияния регенерируемого теплоносителя на процесс тепломассопереноса влаги и газов в капиллярно-пористом пространстве биотопливных элементов 551

Кислов В. М., Цветкова Ю. Ю., Глазов С. В., Цветков М. В., Пилипенко Е. Н., Салганская М. В. Поведение серы при газификации автомобильных покрышек..... 556

Кислов В. М., Цветкова Ю. Ю., Цветков М. В., Пилипенко Е. Н., Салганская М. В. Поглощение сернистых соединений кальцийсодержащими сорбентами при газификации бурых углей 559

Кихайогло Е. Ф., Цой К. А., Штым К. А. Экспериментальное исследование интенсивности радиационного теплообмена от горелочных устройств с пористой оболочкой 562

Коптелов А. А., Коптелов И. А., Матвеев А. А., Милёхин Ю. М., Рогозина А. А. Миграция трансформаторного масла из композиционного энергетического материала на полибутадиеновом связующем 564

Кравченко О. В., Гоман В. А., Суворова И. Г., Баранов И. А. Улучшение теплофизических и энергоэкологических показателей процессов производства и сжигания композиционных топлив с применением гидрокавитационной активации..... 568

Кузнецов А. В., Бутаков Е. Б., Плюснин П. Е., Ломовский О. И. Экспериментальное исследование влияния механоактивационного измельчения на воспламенение и термическое разложение опилок сосны 573

Кузнецов Г. В., Максимов В. И., Кузнецова С. А. Теплоперенос в резервуаре для хранения мазута на тепловых электростанциях с локальным подогревом топлива..... 574

Кузнецов М. А., Харлампиди Д. Х., Тарасова В. А. Когенерационная система утилизации теплоты сбросной технологической воды промпредприятия..... 578

Кузнецов Г. В., Янковский С. А., Толокольников А. А., Чередник И. В. О механизме снижения содержания оксидов серы в продуктах сгорания при совместном сжигании каменного угля с отходами лесопиления (биомассой) 581

Литун Д. С., **Рябов Г. А.** Особенности первичной фрагментации древесной биомассы при сжигании в кипящем слое. Влияние формы, микроструктуры и удельного объёма частиц 584

Маршалова Г. С., Сухоцкий А. Б. Экспериментальное исследование и обобщение данных по конвективной теплоотдаче многорядных оребренных трубных пучков аппаратов воздушного охлаждения с вытяжной шахтой 588

Мацевитый Ю. М., Гальцев А. А. Система холодоснабжения производственных и пищевых предприятий..... 592

Мильман О. О., Птахин А. В., Манухин А. А., Кондратьев А. В., Крылов В. С., Картуесова А. Ю., Железнов А. П., Милосердов В. О. Комплексное исследование теплогидравлических процессов в модели энергоустановки на основе органических теплоносителей..... 594

Мирнов С. В., Варава А. Н., Вертков А. В., Дедов А. В., Захаренков А. В., Люблинский И. Е., Комов А. Т., Сморчкова Ю. В. Особенности теплообмена на рабочем участке при охлаждении двухкомпонентным диспергированным потоком и одностороннем нагреве 597

Митрофанов А. В., Мизонов В. Е., Василевич С. В., Малько М. В. Расчетно-экспериментальное исследование тепломассообмена в циркуляционном кипящем слое..... 600

Мухартова Ю. В., Давыдова М. А., Еланский Н. Ф., Захарова С. А., Постыляков О. В. Моделирование процессов переноса окислов азота и их химических превращений в шлейфе выбросов промышленного предприятия..... 605

Нигай Н. А., Кузнецов Г. В., Сыродой С. В. Тепловой режим слоя биомассы в процессе её дегидратации 607

Никитин А. Д., Рыжков А. Ф. Исследование разложения сорбента на основе оксида цинка в процессе сероочистки синтез-газа в парогазовом цикле с газификацией угля 610

Павлечко В. Н., Францкевич В. С., Шалухо Ю. И., Филиппов М. В. Снижение примесей в техническом жидком кислороде при использовании тонкопленочной ректификации 614

Пашкевич Д. С., Алексеев Ю. И., Мухортов Д. А., Камбур П. С., Петров В. Б., Баженов Д. А., Зимин А. Р., Капустин В. В. Получение фторида водорода из гексафторида урана в режиме горения 618

Пицуха Е. А., Бучилко Э. К., Теплицкий Ю. С. Особенности процесса сжигания и тепловой расчет двухкамерных циклонно-слоевых топок 621

Плотников Л. В., Жилкин Б. П., Мисник М. О., Осипов Л. Е. Термомеханика газовых потоков в каналах сложной конфигурации при заполнении и очистке полости переменного объема (применительно к поршневым двигателям) 625

Половников В. Ю. Кондуктивно-конвективный теплоперенос в тонкопленочной тепловой изоляции 629

Потапов В. А., Гриценко О. Ю., Цуркан Н. М., Корганбаев Б. Н. О влиянии повышенного давления на энергоэффективность процесса фильтрационной сушки 634

Рудобашта С. П., Карташов Э. М., Зуева Г. А., Дмитриев В. М. Математическое моделирование процесса конвективной сушки материалов, подверженных усадке 638

Русских К. И., Степашкина А. С., Егоров М. Ю. Гидравлический расчет сепарационных и конденсационных процессов в промежуточных сепараторах-пароперегревателях турбин АЭС 643

Рябов Г. А., Фоломеев О. М. Влияние фракционного состава топлива и сорбента на теплообменные процессы в котлах с циркулирующим кипящим слоем 647

Саломатов Вл. В., Карелин В. А., Саломатов Вас. В. Применение сверхвысокочастотного излучения в угольной теплоэнергетике 652

Сорока Б. С., Sandor P., Згурский В. А., Кудрявцев В. С., Воробьев М. В., Карабчиевская Р. С. Новая генерация высокотемпературных утилизаторов теплоты: теплообменные основы и огневые испытания 655

Сычевский В. А. Численный расчет технологической сушки и напряженно-деформированного состояния коллоидных капиллярно-пористых материалов сложной формы 659

Табакаев Р. Б., Астафьев А. В., Языков Н. А. Теплофизическое обоснование возможности автотермического протекания пиролиза биомассы в неподвижном слое 663

Трошенькин В. Б., Кравченко О. В., Трошенькин Б. А. Тепломассообмен при каталитическом получении водорода электролизом угольной пульпы 667

Федосов С. В. Теория тепломассопереноса в научных и практических приложениях к проблемам энергоресурсосбережения в строительстве 670

Федосов С. В., Котлов В. Г. Тепломассоперенос в нагельных соединениях деревянных конструкций 672

Федосов С. В., Осадчий Ю. П., Маркелов А. В. Математическое моделирование турбулентной диффузии в пограничном слое трубчатого мембранного элемента 675

Федосов С. В., Румянцева В. Е., Коновалова В. С., Осыко А. В. Неизотермический диффузионный массоперенос в процессах выщелачивания гидрофобизированных бетонов 678

Федосов С. В., Румянцева В. Е., Логинова С. А. Математическое моделирование массообменных процессов при жидкостной биокоррозии бетона 681

Халатов А. А. Инновационные схемы пленочного (завесного) охлаждения высокотемпературных энергетических установок 684

Хмелев В. Н., Шалунов А. В., Нестеров В. А., Терентьев С. А., Тертишников П. П., Боченков А. С. Исследование процесса ультразвуковой сушки различных материалов 685

Цаканян О. С., Кошель С. В. Исследование эффективности применения прерывистого режима отопления помещений 689

Цветков М. В., Подлесный Д. Н., Салганский Е. А., Цветкова Ю. Ю., Зайченко А. Ю., Салганская М. В. Поведение золы муниципальных отходов при термической переработке 692

Цой К. А., Мазной А. С., Кихайогло Е. Ф., Штым К. А. Повышение эффективности конденсационных котлов с радиационными горелочными устройствами 694

Шишканов О. Г. Зональное исследование сложного теплообмена при факельном сжигании ирша-бородинского угля в топке котла Е-160 697

Шорсткий И. А., Кошевой Е. П., Косачев В. С., Aganovich K. Численное моделирование и управление процессом сушки биоматериалов, обработанных нитевидной микроплазмой 702

Шулюпин А. Н., Чернев И. И., Чермошенцева А. А., Варламова Н. Н. Двухфазная транспортировка теплоносителя при освоении геотермальных месторождений Камчатки: опыт, проблемы и перспективы 706

ТЕПЛОВЫЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМАХ С НАНО- И МИКРОСТРУКТУРАМИ

Антонов Д. В., Стрижак П. А., Федоренко Р. М. Карты режимов микровзрывной фрагментации 711

Архипов В. А., Басалаев С. А., Золоторёв Н. Н., Кузнецов В. Т., Перфильева К. Г., Усанина А. С. Влияние механизма теплообмена на динамику испарения одиночной капли жидкости 713

Ашихмин А. Е., Пискунов М. В., Стрижак П. А., Хомутов Н. А., Яновский В. А. Вторичное измельчение капель биодизельного микроэмульсионного топлива при ударе о разогретую стенку 716

Бодряга В. В., Кравец В. А., Белоусов В. В., Недопекин Ф. В., Бондаренко В. И. Процессы теплопереноса при подавлении выбросов пыли азотно-водным аэрозолем в металлургическом производстве 720

Бочкарева Е. М., Миськив Н. Б., Назаров А. Д., Терехов В. В., Терехов В. И. Оценка скорости испарения капель чистой воды с добавлением наночастиц SiO_2 723

Бурдо О. Г., Гаврилов А. В., Сиротюк И. В., Яровой И. И. Гибридные процессы транспортировки и тепломассопереноса в системах с нано-, микро- и макроэлементами 727

Деревич И. В., Панова А. А. Моделирование динамики взрывного роста популяции микроорганизмов в биологически активной среде при случайной миграции 731

Жамалова К., Мусабекова Л. М., Жуматаев Н. С., Арыстанбаев К. Е., Амандиков М. А. Новая модель гравитационного осаждения полидисперсных суспензий 734

Жердев А. А., Пушкарев А. В., Цыганов Д. И., Шакуров А. В. Моделирование тепловых процессов в биологических объектах при криовоздействии 738

Захаров Н. С., Некрасов Д. А., Герман Л. С., Храмцов Д. П., Резник В. В., Сулягина О. А. Исследование тепломассопереноса в агарозных гелях 742

Исламова А. Г., Кузнецов Г. В., Орлова Е. Г., Феоктистов Д. В. Влияние скорости формирования капли на динамические характеристики её растекания по технологическим поверхностям 747

Корценштейн Н. М., Петров Л. В. Численное моделирование процесса образования субмикронных частиц при сжигании углей 750

Кузма-Кичта Ю. А. Интенсификация теплообмена на макро-, микро- и наномасштабах 754

Майоров В. О., Ястребов А. К., Левашов В. Ю. Эволюция аэрозоля в области низкого давления 757

Малай Н. В., Щукин Е. Р., Шулиманова З. Л., Ефимцева Д. Н. Особенности высокотемпературного конвективного теплопереноса в окрестности твердой нагретой частицы сферической формы 761

Михиенкова Е. И., Минаков А. В., Пряжников М. И. Экспериментальное изучение температурной зависимости вязкости буровых растворов на водной основе с добавкой наночастиц 765

Олифиренко Ю. А., Копейка А. К., Калинчак В. В., Дараков Д. С., Раславичус Л. Особенности испарения капель многокомпонентной смеси низших спиртов..... 769

Пустовалов В. К., Худолей А. Л. Нагрев наночастиц и наножидкостей оптическим излучением в прямых абсорбционных термальных коллекторах 772

Рабинович О. С., Циценко А. Н., Петрович А. Г., Иванов В. Е. Модификация порошковых углеродных наноматериалов в псевдоожиженном слое 776

Саверченко В. И., Фисенко С. П., Ходыко Ю. А. Получение наночастиц при помощи распылительного пиролиза. Физико-химические превращения и тепломассообмен..... 780

Саверченко В. И., Фисенко С. П., Ходыко Ю. А. Спрейное охлаждение подложки фемтолитровыми каплями воды 782

Сеплярский Б. С., Вадченко С. Г., Кочетков Р. А., Алымов М. И., Абзалов Н. И., Ковалев И. Д., Анкудинов А. Б. Влияние состава газовой среды на закономерности взаимодействия компактных образцов различного диаметра из пирофорных нанопорошков железа с воздухом 784

Сеплярский Б. С., Вадченко С. Г., Кочетков Р. А., Алымов М. И., Щукин А. С., Абзалов Н. И., Рубцов Н. М., Ковалев И. Д., Зеленский В. А. Исследование взаимодействия с воздухом компактных образцов различной плотности из пирофорных нанопорошков железа 786

Соболев С. Л., Кудинов И. В. Моделирование локально-неравновесных процессов теплопереноса в наноразмерных системах 789

Стрижак П. А., Шлегель Н. Е., Кропотова С. С., Ткаченко П. П. Влияние температуры жидкости и газовой среды на режимы и последствия соударения капель..... 793

Филатов С. А., Долгих М. Н., Филатова О. С., Батырев Е. В., Макаров Е. В., Гавриленко Н. А. Теплообмен в наноструктурированных метаматериалах..... 797

Филатов С. А., Таратын И. А., Кернасовский Ю. М., Батырев Е. В., Долгих М. Н., Филатова О. С., Кучинский Г. С. Теплообмен в наноразмерных МЭМС структурах широкодиапазонных датчиков оптического излучения 802

Фисенко С. П. Нуклеация и броуновская коагуляция нанокапель при распаде сильно пересыщенного пара..... 807

Фисенко С. П. Формирование ансамбля монодисперсных наночастиц в воде при периодическом воздействии фемто- и наносекундных лазерных импульсов..... 808

Фисенко С. П., Ходыко Ю. А. Испарение облака фемтолитровых капель в аэрозольном реакторе..... 811

Чашечкин Ю. Д. Микротермодинамика течений на примере импакта капли 813

Чижик С. А., Кузнецова Т. А., Лапицкая В. А. Износ тонких покрытий с различной теплопроводностью в условиях микроконтакта 817

Шпилевский Э. М., Филатов С. А. Особенности процессов переноса в наноструктурах 821

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС, ПЛАЗМЕННЫЕ СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ

Bazylev Boris, Igitkhanov Yuri, Pestchanyi Sergey. Modeling of the vertical displacement impact on the demo wall limiter and its influence on water cooling system..... 825

Misiruk I. O., Taran A. V., Garkusha I. E., Taran V. S., Tymoshenko O. I., Muratov R. M., Romaniuk S. P., Skoblo T. S., Mal'tsev T. V. Characterisation of arc-pvd zirconium based coatings on aisi D3 high carbon tool steel 826

Асташинский В. М., Базылев Н. Б., Дзагнидзе Г. М., Костюкевич Е. А., Кузьмицкий А. М., Шоронов П. Н. Определение термодинамических параметров миниатюрных плазменных ускорителей 830

Асташинский В. М., Третьяк М. С., Чупрасов В. В. Разрушение теплозащитных материалов при моделировании пробоя от метеора 834

Гапонов С. А., Семенов А. Н., Смородский Б. В. Устойчивость высокоскоростного пограничного слоя на аблирующей стенке 837

Герасимов А. В., Кирпичников А. П., Сабирова Ф. Р. Анализ уравнения энергии в течениях с источником тепла, ограниченным по продольной координате 840

Дроздов С. М., Ртищева А. С. Численное исследование течения и теплообмена в тракте гиперзвуковой аэродинамической трубы и расчет перспективной конструкции воздухоохладителя..... 844

Зинченко В. И., Гольдин В. Д. Возможности снижения максимальной температуры поверхности тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком, путем использования высокотеплопроводных теплозащитных материалов..... 848

Ивлиев А. Д., Куриченко А. А., Черноскутов М. Ю., Мешков В. В. Высокотемпературный радиационно-конвективный теплообмен в методе температурных волн 852

Кудактин Р. С., Асташинский В. М. Теплофизические процессы при воздействии компрессионных плазменных потоков на материалы..... 855

Кудинов И. В., Еремин А. В., Кудинов В. А., Трубицын К. В. Исследование электромагнитных колебаний в плазме с учётом релаксационных явлений 859

Кузнецов А. В., Савенков Г. Г. Действие перегретого пара на плазменно-порошковую наплавку 863

Леончик А. И., Савчин В. В. Влияние учета излучения при численном моделировании частичного окисления углеводородов в плазменном реакторе..... 865

Сагадеев В. В., Косенков Д. В., Аляев В. А. Радиационный прогноз теплового излучения ряда жидких металлов 869

Тазмеев Г. Х., Тимеркаев Б. А., Тазмеев Х. К. О возможности использования газового разряда с воднорастворным катодом для создания мощного потока пароводяной плазмы..... 872

Тетерев А. В., Сметанников А. С., Рудак Л. В., Мисюченко Н. И. Моделирование электромагнитных свойств плазмы, образующейся при гиперзвуковом обтекании..... 874

Углов В. В., Крутилина Е. А., Шиманский В. И., Кулешов А. К., Асташинский В. М., Кузьмицкий А. М. Высокотемпературный теплоперенос в твердом сплаве в условиях воздействия концентрированными потоками энергии..... 878

Черенда Н. Н., Углов В. В., Мартинович Ю. В., Асташинский В. М., Кузьмицкий А. М. Влияние процессов массопереноса на формирование структурно-фазового состояния поверхностного слоя аустенитной стали, подвергнутого воздействию компрессионных плазменных потоков..... 882

Чумаков А. Н., Сметанников А. С., Ивкович М., Сакан Н. М., Босак Н. А., Булавский В. А., Иванов А. А. Исследование плазмы циркония при двухимпульсном двухволновом лазерном воздействии в воздухе 886

Шиманский В. И., Евдокимов А. Ю., Углов В. В., Черенда Н. Н., Асташинский В. М. Формирование модифицированных приповерхностных слоев в заэвтектических силуминовых сплавах при конвективном массопереносе под воздействием компрессионных плазменных потоков..... 890

Яновский Л. С., Байков А. В., Аверьков И. С. Тепло- и массообмен при охлаждении высокотемпературных камер сгорания продуктами термического разложения твердого горючего..... 894

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В ПРОЦЕССАХ СИНТЕЗА НОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Абзалов Н. И., Сеплярский Б. С., Кочетков Р. А. Влияние содержания органической связки на закономерности горения гранулированной смеси Ti-C-Ni в условиях спутной фильтрации.... 898

Бажин П. М., Столин А. М., Чижиков А. П., Константинов А. С., Прокопец А. Д. Особенности получения слоистых композиционных материалов в условиях свободного СВС-сжатия..... 900

Богданова В. В., Кобец О. И., Бурая О. Н. Регулирование огнетермозащитных и физико-химических свойств термовспениваемых полимерных композитов 901

Бородуля В. А., Данилова-Третьяк С. М., Евсеева Л. Е., Николаева К. В. Влияние типа матрицы на теплофизические свойства полимерных композитов, наполненных разноразмерными частицами карбида кремния 905

Бородуля В. А., Дубкова В. И., Виноградов Л. М., Белоцерковский М. М., Таран И. И. Влияние мелкодисперсного карбидо-кремниевого наполнителя, полученного в электротермическом кипящем слое, на термические превращения и свойства сверхвысокомолекулярного полиэтилена 907

Васильева Ю. З., Пак А. Я., Мамонтов Г. Я., Якич Т. Ю. Синтез порошковых материалов системы C-N в электродуговой плазме 911

Габбасов Р. М., Прокофьев В. Г., Шульпеков А. М., Китлер В. Д. Синтез слоевого металлокомпозита (Ni + Al)/Cu/(Ni + Al) в режиме фронтального горения 914

Гринчук П. С., Abuhimd H. M., Кияшко М. В., Соловей Д. В., Акулич А. В., Степкин М. О., Лях М. Ю., Торопов В. В., Шашков М. Д., Данилова-Третьяк С. М., Евсеева Л. Е., Кузнецова Т. А., Крень А. П. Управление свойствами высокомодульной и высокотеплопроводной карбидокремниевой керамики 918

Гринчук П. С., Торопов В. В., Кияшко М. В., Соловей Д. В., Акулич А. В., Степкин М. О., Лях М. Ю., Данилова-Третьяк С. М., Abuhimd H. M. Термическое удаление связующего из заготовок карбидокремниевой керамики, полученных шликерным литьем 921

Иванищев А. В., Иванищева И. А. Моделирование процессов ионного транспорта в твердых интеркалируемых литием электродах 925

Казанин И. В., Зиновьев В. Н., Лебига В. А., Пак А. Ю., Верещагин А. С., Альянов А. В., Фомин В. М. Экспериментальное исследование распространения ударной волны в избирательно поглощающей гранулированной среде 929

Князева А. Г., Крюкова О. Н. Моделирование управляемого синтеза композитных покрытий на подложке 932

Коринчук Д. Н. Неизотермический анализ топливных гранул из торфа 935

Малиновский А. И., Сенькевич Д. В., Рабинович О. С. Моделирование тепловых режимов реактора с псевдоожиженным слоем агломератов нанотрубок и эндотермическими реакциями 939

Никитин А. В., Белко А. В., Бабарика Н. Н., Аксенова А. Ю., Данилова-Третьяк С. М., Евсеева Л. Е., Николаева К. В. Модели эффективной теплопроводности композиционных систем на основе полимеров 943

Пак А. Я., Мамонтов Г. Я., Васильева Ю. З. Электродуговой синтез кристаллических материалов на основе карбидов переходных металлов 947

Плескачевский Ю. М., Старовойтов Э. И., Леоненко Д. В. Влияние теплового потока на деформирование слоистых металлополимерных систем 950

Прокопец А. Д., Бажин П. М., Столин А. М., Аверичев О. А., Столин П. А. Изучение влияния времени задержки перед прессованием в процессе свободного СВС-сжатия на синтез слоистых композиционных материалов на основе MAX-фазы состава Ti-Al-C 954

Рогачев А. С., Вадченко С. Г., Кудряшов В. А. Особенности тепло- и массопереноса при электроискровом плазменном спекании 957

Сеплярский Б. С., Вадченко С. Г., Кочетков Р. А., Алымов М. И., Щукин А. С., Абзалов Н. И., Рубцов Н. М., Ковалев И. Д., Зеленский В. А., Анкудинов А. Б., Галиев Ф. Ф. Микроструктура компактных образцов из пирофорных нанопорошков железа при различных режимах взаимодействия с воздухом 960

Сеплярский Б. С., Кочетков Р. А., Абзалов Н. И., Ковалев И. Д., Лисина Т. Г. Закономерности синтеза двойного карбида титана-хрома с металлической связкой в режиме горения из гранулированной шихты 963

Сеплярский Б. С., Кочетков Р. А., Лисина Т. Г. Термически сопряженные СВС-процессы в составной гранулированной смеси (Ni + Al)–(Ti + C) 965

Соловей Д. В., Гринчук П. С., Степкин М. О., Кияшко М. В., Акулич А. В., Лях М. Ю., Даненков Д. А., Свито И. А., Мазаник А. В. Создание керамоматричного композита на основе карбида кремния и графена для электродов суперконденсаторов 967

Старинский С. В., Родионов А. А., Шухов Ю. Г., Гатапова Е. Я., Сафонов А. И., Булгаков А. В. Лазерная модификация и осаждение фторполимерного покрытия для изменения смачиваемости кремния от супергидрофильности до супергидрофобности 971

Столин А. М., Бажин П. М. Получение композиционных керамических материалов и изделий в условиях сочетания процессов горения и высокотемпературного сдвигового деформирования 974

Фецов С. С., Луценко Н. А. О моделировании процессов в накопителях тепловой энергии на основе гранулированных материалов с фазовыми переходами при движении газового теплоносителя 975

Хина Б. Б. Новый метод расчета адиабатической температуры СВС нестехиометрических тугоплавких соединений на основе CALPHAD-подхода 979

Черепанов В. В., Алифанов О. М. Численное исследование физических свойств гетерогенных высокотемпературных материалов на основе кварцевых и муллитокорундовых волокон 982

Шанин Ю. И. Гидродинамика и теплообмен в миниканальных системах охлаждения лазерных зеркал 986

Шанин Ю. И., Ягнятинский Д. А. Анализ термонапряженного состояния неохлаждаемого деформируемого лазерного зеркала 991

Шанин Ю. И., Ягнятинский Д. А. Конечно-элементный анализ термонапряженных состояний модели объектива телескопа космического эксперимента «ЛИРА-Б» 995

ТЕРМОРЕГУЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

Астанина М. С., Шеремет М. А. О влиянии геометрических характеристик медного оребренного радиатора на тепломассоперенос в пористой полости при наличии тепловыделяющего теплопроводного источника 1000

Балунов Б. Ф., Лычаков В. Д., Егоров М. Ю., Матяш А. С., Щеглов А. А. Опыт промышленных испытаний термосифонов и расчёта их теплогидравлических характеристик 1003

Болтенко Э. А. Интенсификация теплосъема в теплопередающих устройствах с помощью закрученных потоков 1008

Васильев Л. Л. Тепловые трубы, наножидкости и нанотехнологии 1009

Васильев Л. Л., Канончик Л. Е. Динамика заполнения природным газом аккумулятора с использованием сорбентов и двухфазных термосифонов 1014

Войтик О. Л., Делендик К. И., Коляго Н. В., Пенязьков О. Г., Рощин Л. Ю. Микропрофилированные поверхности для сверхтонких испарительно-конденсационных устройств 1018

Володин В. И., Здитовецкая С. В. Особенности теплообмена в конденсаторе-аккумуляторе теплового насоса 1022

Гакал П. Г., Горбенко Г. А., Решитов Э. Р., Турна Р. Ю. Теплоотдача аммиака при недогретом кипении в цилиндрическом канале термоплаты 1026

Карнаух В., Бирюков А. Энергетический и эксергетический анализы одноступенчатого парокомпрессионного теплового насоса типа «вода–вода» для систем оборотного водоснабжения 1030

Карпов П. Н., Назаров А. Д., Серов А. Ф., Терехов В. И. Экспериментальное исследование теплообмена при импактном натекании одиночного импульса спрея различной длительности 1031

Килиба Ю. В., Романов И. В., Тимофеев А. В., Петров А. В., Ионов А. С. Система охлаждения на основе медных тепловых труб 1034

Козначеев И. А., Малиновский А. И., Лях М. Ю., Рабинович О. С., Иванов Д. А. Многомасштабная математическая модель тепло- и массообмена в тонкой паровой камере 1035

Кузнецов Г. В., Зайцев Д. В., Батищева К. А. Испарение капель воды с полированной и обработанной лазерным излучением поверхностей алюминиевого сплава 1039

Лукиша А. П. Расчёт теплогидравлической эффективности пористых парогенерирующих каналов в ламинарной области движения теплоносителя фреон-12 при граничных условиях первого рода 1041

Мацевитый Ю. М., Кузнецов М. А., Тарасова В. А., Харлампиди Д. Х. Энергоэкономические аспекты внедрения теплонасосных технологий в объектах промышленной и коммунальной сфер 1044

Мусакаев Н. Г., Хасанов М. К., Бородин С. Л. Математическое описание процесса хранения природного газа в газогидратном состоянии в пористой среде 1047

Овсянник А. В., Аршуков А. И., Ковальчук П. А. Теплообмен при кипении озонобезопасных хладагентов и их маслофреоновых смесей 1050

Овсянник А. В., Аршуков А. И., Ковальчук П. А., Ключинский В. П. Тригенерационные установки на диоксиде углерода с двукратным перегревом с установкой турбодетандера и котла-утилизатора 1053

Овсянник А. В., Ключинский В. П. Турбодетандерные установки на низкокипящих рабочих телах 1057

Петров А. В., Ионов А. С., Романов И. В., Килиба Ю. В., Тимофеев А. В. Проектирование конструкции утилизатора теплоты с тепловыми трубами в системах вентиляции и кондиционирования воздуха 1061

Письменный Е. Н., Семеняко А. В. Экспериментальное и численное исследование локального теплообмена и аэродинамики плоскоовальных труб с неполным оребрением 1062

Пономарев К. О., Кузнецов Г. В., Феоктистов Д. В. О влиянии толщины слоя теплоносителя на нижней крышке термосифона на гидродинамику и теплоперенос в жидкости этого слоя 1066

Пузина Ю. Ю., Крюков А. П., Королев П. В., Ячевский И. А. Кипение гелия-II на цилиндрических нагревателях: визуализация экспериментальных наблюдений с торцевой и боковой поверхностей, их интерпретация 1069

Роньшин Ф. В., Дементьев Ю. А., Чиннов Е. А. Экспериментальное исследование газожидкостного течения в щелевом микроканале 1073

Серяков А. В. Изучение вихревого течения конденсирующегося пара в коротких низкотемпературных тепловых трубах 1076

Серяков А. В., Алексеев Анд. П. Исследование коротких тепловых труб методом монотонного нагрева 1079

Тимошенко В. П. Рациональная стратегия расхода жидкого гелия при тепловакуумных испытаниях радиационных холодильников космических аппаратов 1083

Цаплин С. В., Болычев С. А., Романов А. Е. Исследования влияния тепловых факторов космического пространства на термостабильность оптико-электронного телескопического модуля микроспутника 1087

Шаповалов А. В., Родин А. В., Кидун Н. М., Никулина Т. Н. Экспериментальное исследование работы замкнутого двухфазного теплопередающего устройства 1091

МОДЕЛИРОВАНИЕ И УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССАМИ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА

Alexandrov S., Vilotic M., Grabco D., Vilotic D. Estimation of themperature fields near maximum friction surfaces in metal forming 1095

Mikailsoy F. D. Studying the effect of boundary conditions at depth on soil thermal conductivity 1100

Аббасов Э. М., Кенгерли Т. С. Моделирование теплообменного процесса при вытеснении нефти в сопряженной системе пласт–скважина 1105

Абдуракипов С. С., Соколов К. В., Токарев М. П., Дулин В. М. О методе управления динамикой потока вокруг цилиндра и крылового профиля на основе глубокого обучения с подкреплением 1107

Алифанов О. М., Будник С. А., Быков Л. В., Ненарокомов А. В., Салосина М. О. Проектирование тепловой защиты космических аппаратов с учетом параметров структуры теплозащитных материалов 1109

Алифанов О. М., Будник С. А., Ненарокомов А. В., Нетелев А. В. Определение комплекса теплофизических характеристик градиентных теплозащитных материалов 1113

Андрижиевский А. А., Лукашевич А. Г., Трифонов А. Г. Методы анализа термических сопротивлений в системах сложной конфигурации 1117

Андрижиевский А. А., Трифонов А. Г. Анализ динамической устойчивости процесса пленочной конденсации пара в охладительном контуре системы пассивного отвода тепла АЭС 1120

Аттетков А. В., Волков И. К., Гайдаенко К. А. Процессы теплопереноса в твердом теле со сферическим очагом разогрева, подвижная граница которого обладает пленочным покрытием 1124

Ашихмина Е. Р., Петров Н. М., Просунцов П. В. Определение комплекса теплофизических характеристик полимерных композиционных материалов обшивки крыла многоразового космического аппарата туристического класса 1127

Бекежанова В. Б. Динамика двухслойной системы в условиях несимметричной локальной тепловой нагрузки 1131

Белавина Е. А., Сардов П. А., Разуванов Н. Г. Решение задачи конвективного теплообмена в закрученной трубе в спирально-винтовой системе координат 1136

Богатырев А. Ф., Кучеренко М. А., Макеенкова О. А. Температурная зависимость коэффициентов взаимной диффузии некоторых углеводородных газов 1140

Борухов В. Т., Заяц Г. М. Обратные динамические системы и задачи восстановления источников 1144

Воробьев В. В., Немцев В. А., Сорокин В. В. Моделирование характеристик пассивного рекомбинатора водорода локализующей системы безопасности АЭС с ВВЭР 1200 1147

Гришин Ю. А., Семенчукова В. С. Численное моделирование динамического наддува поршневого двигателя 1151

Давыдова М. А., Захарова С. А. Многомерные тепловые структуры в нелинейных диссипативных средах: асимптотический анализ и приложения 1153

Давыдова М. А., Захарова С. А., Еланский Н. Ф., Лукьяненко Д. В., Постыляков О. В. Математическое моделирование процессов массопереноса в некоторых задачах диффузии атмосферных примесей 1157

Ежов А. Д., Быков Л. В., Талалаева П. И., Артемчук Н. В. Методика трехмерного моделирования микрогеометрии поверхности в задачах контактного теплообмена 1160

Ефимов К. Н., Колычев А. В., Керножицкий В. А., Овчинников В. А., Якимов А. С. Моделирование системы тепловой защиты на основе термоэмиссионной технологии 1164

Карлович Т. Б., Маршалова Г. С., Данильчик Е. С. Аналитическое решение задачи теплопроводности в кольцевом слое загрязнения неравномерно нагретых ребристых труб 1168

Карякин Ю. Е., Плетнев А. А., Федорович Е. Д. Методика расчета теплофизического состояния отработавшего ядерного топлива на всех этапах перевода с «мокрого» на «сухое» контейнерное хранение 1172

Кирсанов Ю. А., Макарушкин Д. В., Кирсанов А. Ю., Юдахин А. Е. Теплоотдача пакета низкотеплопроводных пластин при циклическом теплообмене с холодной и горячей средами 1174

Кицак А. И. Модель нестационарного механизма гетерогенного ингибирования активных центров пламени частицами огнетушащего порошка 1177

Колесниченко И. В., Халилов Р. И., Шестаков А. С., Крылов А. Н., Пахолков В. В., Павлинов А. М., Мамыкин А. Д., Васильев А. Ю., Рогожкин С. А., Фрик П. Г. Перемешивание разнотемпературных потоков жидкого натрия 1181

Колпашиков В. Л., Кривошеев Ю. К., Шнип А. И. Управляемый термофорез при синтезе высокочистых материалов ... 1185

Конон П. Н., Жук А. В., Шкадов В. Я. Неизотермическое движение вязкого жидкого слоя на вращающемся цилиндрическом основании ... 1186

Конон П. Н., Поддубная М. А., Ахметов В. К. Исследования нестационарных процессов тепло- и массообмена в многослойных дымовых трубах ... 1189

Корнеев В. С., Корнеев С. А., Шалай В. В. Инженерный метод решения нестационарной задачи теплопроводности деформирующейся высокоэластичной пластины ... 1192

Крашаница Ю. А. Обобщенный метод граничных интегральных уравнений в краевых задачах динамики жидкостей и газов ... 1196

Кудинов И. В., Еремин А. В., Стефанюк Е. В. Математическая модель локально неравновесного взаимосвязанного тепломассопереноса ... 1199

Кузнецов Г. В., Стрижак П. А., Войтков И. С. Математическое моделирование процессов тепломассопереноса при локализации горения лесного массива с применением заградительных полос ... 1203

Лившиц М. Ю. Автоматическая система компенсации термодеформаций несущих конструкций информационно-измерительных систем автономных объектов ... 1207

Лучинкин Н. А., Разуванов Н. Г. Теплообмен жидкого металла в трубе при подъемном течении в поперечном магнитном поле ... 1211

Макаров С. С., Липанов А. М., Карпов А. И., Альес М. Ю., Балобанов Н. А. Численное моделирование сопряженного теплообмена при охлаждении высокотемпературного металлического цилиндра потоком газожидкостной среды ... 1215

Мацевитый Ю. М., Алёхина С. В. Моделирование тепловых процессов при сухом хранении отработанного ядерного топлива ... 1219

Мацевитый Ю. М., Сафонов Н. А., Ганчин В. В. Обратные задачи теплопроводности для анизотропных тел ... 1221

Мацевитый Ю. М., Стрельникова Е. А., Алёхина С. В., Сафонов Н. А., Ганчин В. В. Разработка научных основ термоаэроупругости ... 1225

Мацевитый Ю. М., Стрельникова Е. А., Повгородний В. О., Сафонов Н. А., Ганчин В. В. Использование методологии решения обратных задач термоупругости для идентификации тепловых процессов ... 1227

Молотова И. А., Забиров А. Р., Ягов В. В., Виноградов М. М. Исследование теплообмена при охлаждении цилиндрических тел применительно к толерантному топливу для АЭС ... 1230

Моржухина А. В., Нетелев А. В., Рамазанова Д. Р., Моржухин А. М. Теплоаккумулирующие системы для терморегулирования крупногабаритных надувных космических конструкций ... 1234

Мурашов М. В. Численное моделирование теплового контакта шероховатых тел ... 1237

Мягков Л. Л., Сивачев В. М. Методика математического моделирования сопряженного теплообмена в системе охлаждения двигателя с учетом кипения жидкости ... 1240

Ненарокомов А. В., Чебаков Е. В., Крайнова И. В., Ревизников Д. Л., Надирадзе А. Б., Будник С. А., Титов Д. М. Система определения угловой ориентации малого космического аппарата на основе методологии обратных задач радиационного теплообмена с использованием фильтра Калмана ... 1243

Павлюкевич Н. В., Фисенко С. П., Шнип А. И., Ходыко Ю. А. Моделирование теплообмена в активной зоне реактора типа ВВЭР–1200, представленной в виде пористой среды ... 1244

Просунцов П. В., Резник С. В. Анализ теплофизических процессов при отверждении связующего полимерных композиционных материалов с использованием микроволнового излучения ... 1248

Садыков Р. А. Моделирование тепломассопереноса в кусочно-однородных средах в зависимости от физически сопряженных необратимых процессов ... 1252

Семенов Д. С., Ненарокомов А. В., Будник С. А. Расчетно-экспериментальный метод идентификации математических моделей переноса тепла при лазерной гипертермии поверхностных тканей с использованием бесконтактных измерений 1256

Семенович О. В. Моделирование теплофизических процессов в стержневых ТВС ядерных реакторов 1259

Страхов В. Л., Каледин Вл. О. Математическое моделирование высокотемпературного тепломассопереноса в конструкциях из композиционных материалов 1262

Супельняк М. И. Колебания температуры в областях, ограниченных изнутри или снаружи поверхностью эллиптического цилиндра или сфероида 1266

Трифонов А. Г., Чурилович Д. А. Математическая модель тепломассообменных процессов в рекомбинаторах водорода при аварийной ситуации на АЭС 1270

Трушляков В. И., Паничкин А. В., Жариков К. И., Давыдович Д. Ю. Моделирование процессов тепломассопереноса при создании сжигаемых конструкций летательных аппаратов из полимерных композиционных материалов после выполнения миссии 1272

Федосов С. В., Баканов М. О., Никишов С. Н. Численно-аналитическое моделирование нестационарного теплообмена в технологии пеностекла на стадиях термической обработки 1274

Филиппов А. И., Михайлов П. Н. Задачи тепломассопереноса с нелокальным интегральным условием 1279

Фильченков С. Е., Богатырев Д. П., Будников А. В. Особенности применения метода контрольных объемов при решении уравнения теплопроводности на двумерной сетке 1283

Фролов Г. А., Евдокименко Ю. И., Кисель В. М. Применение высокоскоростных газовых потоков продуктов сгорания углеводородных топлив для испытаний образцов тепловой защиты и нанесения покрытий 1285

Чайковская Е. Е. Комплексное моделирование процессов тепломассопереноса как основа управления на уровне решений 1290

Научное электронное издание

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ И СООБЩЕНИЙ

XVI Минский международный форум по тепло- и массообмену
XVI Minsk International Heat and Mass Transfer Forum
16–19 мая 2022 г.

Компьютерная верстка Н. В. Гринчук

Ответственный за выпуск Н. Б. Базылев

Подписано к использованию 30.12.2021 г.
Дата размещения на сайте: 30.12.2021 г.
Объем данных в формате PDF 97,7 Мб

Системные требования:
PC не ниже класса Pentium I, 32 Mb RAM; свободное место на HDD 500 Mb;
Windows 95/98; Adobe Acrobat Reader; мышь

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси.
ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск
www.itmo.by