

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ  
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ КОМИТЕТ РАН ПО ТЕПЛОМАССОБМЕНУ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»  
ИНСТИТУТ ТЕПЛОЙ И АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ НИУ «МЭИ»



# **МАТЕРИАЛЫ**

## **ВОСЬМОЙ РОССИЙСКОЙ НАЦИОНАЛЬНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО ТЕПЛОБМЕНУ**

### **Том 2**

17 – 22 октября 2022  
Москва, НИУ «МЭИ»

Москва  
Издательство МЭИ  
2022

УДК 532:533:536  
ББК 22.365  
М 341

М 341      Материалы Восьмой Российской национальной конференции по  
теплообмену (Москва, 17—22 октября 2022 г.): в 2 т. Т.2 — М.:  
Издательство МЭИ, 2022. — 376 с.

В томе 2 представлены материалы конференции по вопросам дисперсных потоков, пористых сред, интенсификации теплообмена, радиационного и сложного теплообмена, теплопроводности, теплоизоляции, нетрадиционных задач теплообмена, а также материалы молодежной секции.

Материалы печатаются в авторской редакции методом прямого репродуцирования с авторских оригиналов

ISBN 978-5-7046-2678-7  
ISBN 978-5-7046-2680-0 (Т. 2)

**УДК 532:533:536**  
**ББК 22.365**

*Научное издание*  
**Материалы**  
ВОСЬМОЙ РОССИЙСКОЙ НАЦИОНАЛЬНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО ТЕПЛООБМЕНУ  
Том 2

---

Подписано в печать	30.08.2022.	Печать цифровая	Формат 60×84/8
Печ. л. 47,0	Тираж 25 экз.	Изд. №22н-081	Заказ №

---

Оригинал-макет подготовлен в РИО НИУ «МЭИ».  
111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 14.  
Отпечатано в типографии НИУ «МЭИ».  
111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 13

ISBN 978-5-7046-2678-7  
ISBN 978-5-7046-2680-0 (Т.2)

© Национальный исследовательский  
университет «МЭИ», 2022

## Уважаемые коллеги!

Перед Вами Материалы Восьмой Российской национальной конференции по теплообмену, которую по праву можно назвать традиционной. Один мудрец сказал, что уважение к традициям является одним из основных показателей стабильности любого сообщества.

Как и на предыдущих конференциях достаточно широка география участников конференции. В Материалы включены доклады представителей учебных и академических институтов, ведущих отраслевых НИИ, заводов, акционерных обществ.

В программу пленарного заседания конференции включены доклады ведущих отечественных ученых, работающих в различных областях теории теплообмена. Традиционными остаются и организационные формы проведения конференции: пленарные, общие проблемные доклады, доклады по двенадцати секциям в устном и стендовом представлении.

В конференции примут участие практически все отечественные ученые в области теплообмена, имеющие признанные научные школы. Значительный вклад в программу конференции вносят молодые ученые, аспиранты и студенты.

Не изменилась и традиция: проведение конференции на базе ведущего технического университета России – Национального исследовательского университета «МЭИ», который широко известен научными школами в области теплофизики и теплообмена как в России, так и за рубежом.

Наша конференция проходит в период повышенного интереса общества к вопросам энергетики, что накладывает дополнительную ответственность на участников конференции и, безусловно, будет способствовать проведению конференции на достойном научном и организационном уровне.

Нет сомнений в том, что Восьмая Российская национальная конференция по теплообмену станет очередной вехой в развитии отечественной науки о теплообмене, даст новый импульс ветеранам теплофизикам и привлечет молодежь к научным изысканиям.

Хотелось бы пожелать всем участникам конференции дальнейших творческих свершений на благо отечественной теплофизической науки.

Председатель Программного и научного комитета РНКТ-8  
академик А.И. Леонтьев



## ПРОГРАММНЫЙ И НАУЧНЫЙ КОМИТЕТ

Леонтьев А.И. — председатель, академик  
Клименко А.В. — зам. председателя, академик

Алексеев С.В., академик	Кузнецов Г.В., профессор
Алифанов О.М., академик	Липатов И.И., член-корр. РАН
Аметистов Е.В., член-корр. РАН	Лущик В.Г., д.т.н.
Арбеков А.Н., профессор	Майданик Ю.Ф., д.т.н.
Валуева Е.П., профессор	Маркович Д.М., академик
Вараксин А.Ю., член-корр. РАН	Мильман О.О., профессор
Виноградов А.В., д.т.н.	Митрофанова О.В., профессор
Гаряев А.Б., профессор	Михеев Н.И., профессор
Гурьянов А.И., профессор	Ненарокомов А.В., профессор
Деревич И.В., профессор	Ольховский Г.Г., член-корр. РАН
Дмитриев А.С., профессор	Онищенко Д.О., профессор
Домбровский Л.А., д.т.н.	Павленко А.Н., член-корр. РАН
Егоров И.В., член-корр. РАН	Петров О.Ф., академик
Ивочкин Ю.П., д.т.н.	Пиралишвили Ш.А., профессор
Зейгарник Ю.А., д.т.н.	Покусаев Б.Г., член-корр. РАН
Исаев С.А., профессор	Попов И.А., профессор
Кавтарадзе Р.З., профессор	Рогалев Н.Д., профессор
Карташов Э.М., профессор	Сапожников С.З., профессор
Кириллов П.Л., профессор	Синкевич О.А., профессор
Клименко В.В., член-корр. РАН	Смирнов Е.М., профессор
Ковальногов В.Н., профессор	Суржиков С.Т., академик
Комов А.Т., профессор	Терехов В.И., д.т.н.
Коротеев А.А., академик	Черкасов С.Г., профессор
Крюков А.П., профессор	Шеремет М. А., профессор
Кувыркин Г.Н., профессор	Ягов В.В., профессор
Кузма-Кичта Ю.А., профессор	Яновский Л.С., д.т.н.
Кузнецов В.В., профессор	Яньков Г.Г., профессор

## ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

<i>Председатель</i>	— Дедов А.В., чл.-корр. РАН
<i>Зам. председателя</i>	— Герасимов Д.Н., доцент
<i>Ученые секретари</i>	— Вершинина Ю.В., к.т.н.
	— Медвецкая Н.В., к.т.н.

## СОДЕРЖАНИЕ

Секция 7. Дисперсные потоки и пористые среды .....	7
Секция 8. Интенсификация теплообмена.....	49
Секция 9. Радиационный и сложный теплообмен.....	149
Секция 10. Теплопроводность, теплоизоляция .....	185
Секция 11. Нетрадиционные задачи теплообмена .....	255
Секция 12. Молодежная секция .....	323





## **Секция 7**

# **Дисперсные потоки и пористые среды**





## ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНАЯ ОСУШКА КОМПРИМОВАННОГО ПРИРОДНОГО ГАЗА С ПРИМЕНЕНИЕМ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективным способом решения задачи снижения энергетических затрат и повышения эффективности использования оборудования автомобильной газонаполнительной компрессорной станции (АГНКС) является внедрение устройства газодинамической температурной стратификации (УГТС) в процесс осушки компримированного природного газа (КПГ).

### 2. ОСУШКА ДИСПЕРСНОГО ПОТОКА КПГ НА АГНКС С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УГТС

#### 2.1. Проблемы энергоэффективности осушки дисперсного потока природного газа на АГНКС

Недостаточное развитие рынка газомоторного топлива в РФ связано с недостаточной заинтересованностью участников рынка по причине дорогостоящего оборудования, не развитой инфраструктурой и длительной окупаемостью инвестиций. АГНКС относятся к вышеуказанному оборудованию. Большое энергопотребление, дорогостоящее оборудование, значительные трудозатраты на обслуживание при эксплуатации ставят перед научным сообществом задачи для их решения. АГНКС присутствует в менее чем 30% регионах РФ. Более чем в 50% субъектах РФ разработаны документы стратегического планирования и нормативные правовые акты в области развития рынка газомоторного топлива. Идет развитие инновационных технологий использования газа с учетом новой индустриальной революции. Требуется повышение КПД АГНКС в целях повышения их эффективности.

На АГНКС в процессе осушки идет поглощение твердым адсорбентом паров влаги из сжатого до 25 МПа природного газа, проходящего через адсорберы. По мере поглощения влаги из газа адсорбент увлажняется и постепенно теряет свои адсорбционные свойства. Регенерация адсорбента позволяет восстановить его свойства путем прохождения через него подогретого газа низкого давления с большой влагопоглощающей способностью. Эта способность достигается путем дросселирования КПГ после его осушки. Расход газа регенерации составляет до 10% от общего объема осушаемого газа. Для подогрева дисперсного потока КПГ (газа с распределенными в нем частицами конденсированной фазы) используется энергоемкий электронагреватель.

Таким образом, внедрив в технологическую схему осушки на участке регенерации газа УГТС (рис.1), получаем разделение дисперсного потока КПГ на две части: один из потоков разгоняется в сопле Лавалья до сверхзвуковой скорости, а другой дозвуковой высоконапорный поток направляется с противоположной стороны от разделяющей потоки стенки. В результате взаимодействия через теплопроводную стенку на выходе из устройства образуется подогретый сверхзвуковой поток и охлажденный дозвуковой.

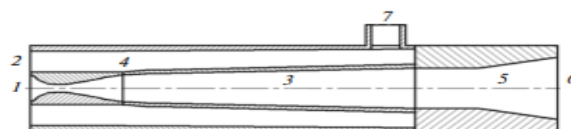


Рис. 1. Схема устройства газодинамической температурной стратификации: 1- вход в сверхзвуковой канал, 2- вход в дозвуковой канал, 3- сверхзвуковой канал, 4- дозвуковой канал, 5- диффузор, 6- выход из сверхзвукового канала, 7- выход из дозвукового канала. [1]

В результате дозвуковой поток газа, направленный в блоки аккумуляторов газа, остается прежнего качества и технологическая схема АГНКС работает без изменений. В то время, как подогретый сверхзвуковой поток газа, направленный для регенерации адсорбента на узел редуцирования, ускоряет процесс нагрева газа и значительно сокращает энергозатраты на его подогрев электронагревателем, тем самым повышая эффективность процесса осушки КПГ и всей АГНКС в целом.

#### 2.2. Движение дисперсного потока КПГ в УГТС

В результате решения задачи по поиску новых энергосберегающих способов подогрева газа на АГНКС при редуцировании предложено внедрение устройства газодинамической температурной стратификации (безмашинного энергоразделения) в узел осушки КПГ.

Природа энергоразделения потока зависит от вызывающих его причин, среди которых движущиеся потоки с завихрениями, ударные волны и пульсации давления [2]. Указанные причины легли в основу работы устройств для энергоразделения газов. На АГНКС могут найти свое практическое применение такие виды энергоразделения как:

- 1) температурная стратификация в сверхзвуковом потоке [3,4];
- 2) вихревой эффект Ранка – Хилша [5,6];
- 3) эффект Гартмана – Шпренгера [7,8].

В данной работе исследуется способ температурной стратификации для энергоразделения. Явление

температурной стратификации относится к сложной и недостаточно изученной области технической газодинамики. Термические напряжения, возникающие из-за больших и резких перепадов температуры, присущих температурной стратификации, вызывают серьезные проблемы при конструировании любой технической системы.

Газодинамический метод энергоразделения, реализованный в трубе температурной стратификации сверхзвукового потока, впервые предложен академиком Леонтьевым А.И. [9]

### 3.МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТРАТИФИКАЦИИ КПП

Эффективность температурной стратификации КПП определяется плотностью теплового потока:

$$q = k(T_{r1} - T_{r2}), \quad (1)$$

где коэффициент теплопередачи  $k$  равен

$$k = 1/(1/\alpha_1 + 1/\alpha_2). \quad (2)$$

Анализируя выражения (1), (2), можно сделать вывод, что для повышения теплового потока необходимо увеличивать коэффициенты теплоотдачи  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ .

Расчёт плотности теплового потока проводим для рабочего участка устройства газодинамической температурной стратификации (на котором скорости движения рабочего тела в дозвуковом и сверхзвуковом трактах поддерживаются неизменными) на основе решения системы дифференциальных уравнений, описывающей движение высокоскоростного потока с воздействиями [11].

В работе [13] выявлено, что на эффективность температурной стратификации оказывают влияние множество факторов:  $\gamma$ ,  $Pr$ ;  $M_1$  и  $M_2$ ;  $G$ ;  $Re_{wx2}$ ; относительный коэффициент теплопроводности рабочего тела  $\lambda_1/\lambda_0$ ; относительное значение газовой постоянной  $R/R_0$ . Из них четыре величины ( $\gamma$ ,  $Pr$ ,  $\lambda_1/\lambda_0$ ,  $R/R_0$ ) являются связанными и определяют вид рабочего тела.

Влияние вида рабочего тела (воздух, гелий, метан) на эффективность газодинамической температурной стратификации проанализировано в работе [13].

В работах автора [10-14] продемонстрирована возможность повышения эффективности газодинамической температурной стратификации за счет использования дисперсного рабочего тела, движущегося с целенаправленной закруткой потока в проточной части устройства температурной стратификации. Наблюдается повышение показателей энергоразделения дисперсного рабочего тела за счет инерционного выпадения частиц на стенку в пограничном слое. Дисперсная фаза способствует разрушению пограничного слоя за счёт их соударения со стенкой и дополнительному переносу теплоты из основного потока к стенкам. Коэффициенты теплоотдачи увеличиваются, но одновременно происходит снижение коэффициента восстановления температуры в сверхзвуковом потоке,

что приводит к повышению эффективности стратификации.

В случае осушки КПП на АГНКС имеет место движение дисперсного потока (газа с распределёнными в нём частицами конденсированной фазы).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Как выявлено из работы [13] эффективность газодинамической температурной стратификации метана ниже, чем воздуха, но есть производственная необходимость на АГНКС исследовать повышение эффективности температурной стратификации природного газа (метана). Влияние на температурную стратификацию дисперсного потока КПП, характеризуемого критерием  $G$  – обобщенной переменной, отвечающей за влияние дисперсных частиц (см. [14]), отображено графиками (рис. 2), полученными при  $M_1 = 0,5, Re_{wx2} = 5 \cdot 10^5$ . Как следует из графиков, дисперсность рабочего тела (1) позволяет значительно увеличить (более, чем в 5 раз) плотность теплового потока  $\bar{q}$  по сравнению с (2) однородным потоком метана.

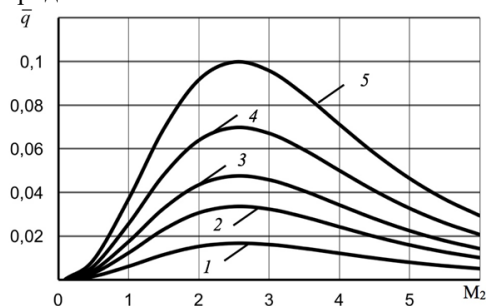


Рис. 2. Влияние факторов  $M_2$ ,  $G$  на температурную стратификацию в дисперсном потоке природного газа (метана):

1 –  $G = 0$  (однородный поток); 2 –  $5 \cdot 10^{-9}$ ; 3 –  $5 \cdot 10^{-8}$ ; 4 –  $5 \cdot 10^{-7}$ ; 5 –  $5 \cdot 10^{-6}$

Таким образом, целесообразность внедрения УГТС в схему осушки компримированного природного газа существует, что подтверждает рис. 2, происходит значительная интенсификация эффективности газодинамической температурной стратификации КПП.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате применения устройства газодинамической температурной стратификации в процессе осушки компримированного природного газа на автомобильной газонаполнительной компрессорной станции происходит повышение энергоэффективности процесса за счет ускорения нагрева газа электронагревателем, что приводит к уменьшению энергозатрат. Эффективность газодинамической температурной стратификации (увеличения передаваемого теплового потока), имеет большую практическую значимость при компримировании природного газа.

Исследование выполнено при поддержке гранта Президента РФ по проекту НШ-28.2022.4.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $q$  – тепловой поток, Вт/м<sup>2</sup>;  
 $r$  – коэффициент восстановления температуры;  
 $\gamma$  – показатель адиабаты;  
 $M$  – число Маха;  
 $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  
 $R$  – газовая постоянная, Дж/(кг·К);  
 $\lambda$  – теплопроводность рабочего тела, Вт/(м·К);  
 $Pr$  – число Прандтля;  
 $Re$  – число Рейнольдса;  
 $G$  – обобщенная переменная, отвечающая за влияние дисперсных частиц;  
Значения подстрочных индексов в формулах:  
 $0$  – величины во входной камере или масштабные значения;  
 $1$  – величины дозвукового тракта;  
 $2$  – величины сверхзвукового тракта;  
 $w$  – величины при определяющей температуре стенки;  
 $x$  – величины, имеющие в качестве определяющего размера продольную координату.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Леонтьев А.И.** Способ температурной стратификации газа и устройство для его осуществления (Труба Леонтьева). Патент на изобретение РФ № 2106581. Кл. МПК6: F25B9/02.10.03.1998.
2. **Гурин С.В.** Разработка технологии квазиизотермического редуцирования давления для объектов системы транспортировки и распределения природного газа: дисс. канд. техн. наук. – Уфа, 2008.
3. **Здитовец, А.Г.** Экспериментальное исследование безмашинного энергоразделения воздушных потоков в трубе Леонтьева/ А.Г. Здитовец, Ю.А. Виноградов, М.М.Стронгин // Тепловые процессы в технике. № 9. – 2015. – С. 397–404.
4. **Попович С.С.** Влияние ударных волн на эффект безмашинного энергоразделения: дисс. ... канд. техн. наук. – М., 2016.
5. **Хаит А.В.** Исследование эффекта энергоразделения с целью улучшения характеристик вихревой трубы: дис. ... канд. техн. наук. Екатеринбург, 2012. – 199 с.
6. **Белоусов, А.М.** Вихревая труба Ранка – Хилша как перспективное устройство получения низких температур / А.М. Белоусов, И.Х. Исрафилов, С.И. Харчук // Научный журнал НИУ ИТМО. Серия «Холодильная техника и кондиционирование». Изд-во С.-Пб. НИУ ИТМО. – 2014. – № 2. – С.36–44.
7. **Елисеев Ю.Б., Черкез А.Я.** Об эффекте повышения температуры торможения при обтекании газом глубоких полостей. // Механика жидкости и газа. – 1971. – № 3. – С. 8–18.
8. **Ли Чжун Мин** Исследование термоакустического нагрева газа в газоструйных генераторах Гартмана: дис. канд. техн. наук. – М., 2004.
9. **Леонтьев А.И.** Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // Доклады академии наук. Энергетика, 1997. – Т. 354. – № 4. – С. 475-477
10. **Ковальногов В. Н., Цветова Е. В., Федоров Р. В., Петров А. В.** Математическое моделирование и исследование эффективности газодинамической температурной стратификации в дисперсном потоке // Автоматизация процессов управления. – 2013. – №1 (31). – С. 40–46.
11. **Цветова, Е.В.** Математическое моделирование, численное исследование и разработка технологии газодинамической температурной стратификации сверхзвуковых дисперсных потоков : диссертация... канд. техн. наук : 05.13.18 / Е. В. Цветова. – Ульяновск : Ульяновский государственный технический университет, 2015 – 124 с.
12. **Цветова Е.В., Ковальногов В.Н., Федоров Р.В.** Исследование эффективности комплексных методов интенсификации теплоотдачи при газодинамической температурной стратификации // Вестник Ульяновского государственного технического университета. – 2020. – № 2-3 (90-91). – С. 24-28.
13. **Цветова Е. В., Ковальногов В. Н., Хахалев Ю. А.** Моделирование и исследование процесса газодинамической температурной стратификации для повышения эффективности редуцирования природного газа //XXI ВЕК: Итоги прошлого и проблемы настоящего плюс. Т. 10, № 2 (54), 2021. С. 54-58
14. **Ковальногов Н.Н.** Пограничный слой в потоках с интенсивными воздействиями. Ульяновск: Изд-во УлГТУ. 1996. 246 с.

## ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ КАПЛИ ЭМУЛЬСИИ ПРИ СОУДАРЕНИИ С НАГРЕТОЙ СТЕНКОЙ И КОНВЕКТИВНОМ ТЕПЛООБМЕНЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Во многих технологических приложениях, в основе которых лежит процесс взаимодействия капель с поверхностями или между собой, применяются многокомпонентные жидкости для оптимальной настройки функционала этих приложений [1-3]. Поведение капель эмульсионных топлив при взаимодействии с твердой нагретой поверхностью при варьировании скорости взаимодействия является малоизученным явлением. Целью настоящего исследования является изучение особенностей конвективных течений в капле обратной эмульсии при соударении с твердой нагретой стенкой в условиях пленочного испарения, влияния температуры стенки на энергию вязкой диссипации такой капли и неустойчивого поведения ее обода при растекании.

### 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследуемые обратные эмульсии состоят из дистиллированной воды, углеводорода *n*-декана, масла базового изопарафинового HVI-2 и эмульгатора Span 80 в различных соотношениях. Экспериментальный стенд для исследования взаимодействия капли эмульсии с твердой нагретой поверхностью состоит из двух высокоскоростных камер для регистрации процесса взаимодействия снизу и сбоку, системы генерации капле, закрепленной на линейном координатном устройстве для варьирования скорости взаимодействия капли с поверхностью (чисел Вебера  $We=100, 300, 600, 900$ ), и подложки, нагреваемой снизу до температур  $T_w=20, 40, 60, 80^\circ\text{C}$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Морфологические наблюдения

Рассмотрены особенности течения конвективных валовых структур, визуализируемых естественным образом за счет наличия частиц дисперсной фазы в эмульсиях (рис. 1а-в). При  $We=100$  реализуется схема течений, соответствующая рис. 1а. При увеличении числа  $We$  происходит разрушение осесимметричного вала в центре растекающейся капли (рис. 1а) и переход к единой конвективной структуре, состоящей из лучеобразных течений (рис. 1в). Для более вязких эмульсий характерна схема течений по рис. 1б, а для менее вязких – схема течений по рис. 1ав. Отмечается, что при  $T_w=40^\circ\text{C}$  формирование течения конвективных валовых структур существенно зависит от числа  $We$  и вязкости. При увеличении же  $T_w$  осесимметричный вал в центре растекающейся капли начинает формироваться относительно раньше. Полученные выводы позволяют связывать особенности развития течения конвективных валовых структур внутри капель эмульсий с характеристиками их растекания на поздних стадиях после затухания инерционного движения, а также косвенно с температурной зависимостью свойств жидкости.

После удара капли вблизи осевой линии образуются вихревые области, которые частично переносят нагретую жидкость от стенки к верхней поверхности капли (рис. 1з). Так как в начальный момент пристенный тепловой слой очень тонкий, то на свободной поверхности капли температура повышается незначительно.

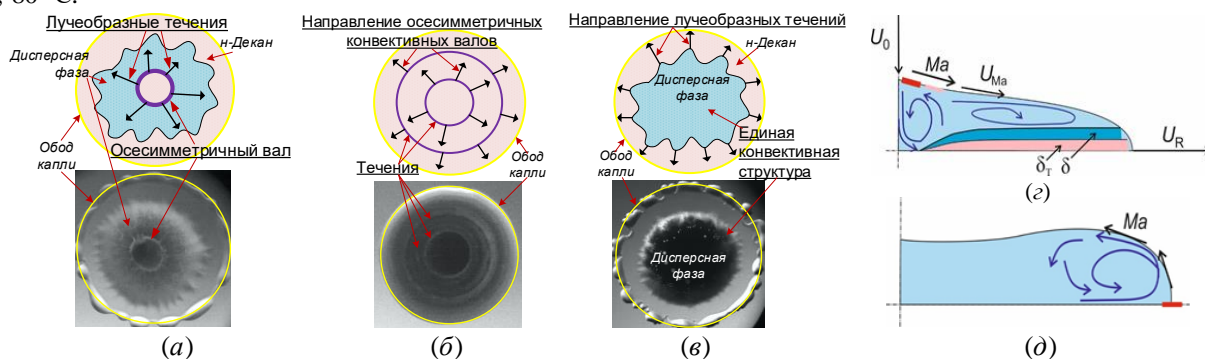


Рис. 1. Структуры конвективных течений в каплях эмульсий в фазе смачивания поверхности после соударения с последней при  $T_w=40-80^\circ\text{C}$  и  $We=100-900$ : (а) – формирование осесимметричного вала в центре капли и радиально направленных лучеобразных течений; (б) – волновое радиально направленное движение осесимметричных конвективных валов; (в) – развитие единой конвективной структуры с лучеобразными течениями без осесимметричного вала в центре капли. Растекание капли на стенке после её падения: схема потоков в начальный момент распространения (з), течение на краях капли при приближении к коэффициенту максимального растекания (д).

В результате поверхностного температурного градиента образуется локальное течение Марангони от оси к краю капли. Течение Марангони вызывает поверхностную скорость жидкости  $U_{Ma}$  и может приводить к образованию роллов, которые также усиливают перенос тепла от стенки к жидкости (рис. 1а,б). Указанные вращения жидкости приводят к возрастанию динамического  $\delta$  и теплового  $\delta_T$  пограничных слоёв. Скорость движения контактного радиуса капли  $U_R$  изменяется по времени и зависит от числа  $We$ . В начальный момент растекания капли  $U_R/U_{Ma} \gg 1$ . При достижении капель максимального радиуса растекания  $U_R=0$ . Тогда скорость Марангони может оказывать существенное влияние на вихреобразование внутри жидкости на краях капли (рис. 1д).

### 3.2. Энергия вязкой диссипации

Сделаны приближённые оценки по влиянию температуры стенки  $T_w$  на вязкую диссипацию энергии  $F$ . Приближённое выражение для диссипации можно получить, учитывая квази-двухмерный плоский пристенный пограничный слой.

$$F \approx \mu(dU/dv)^2 V_0 t \approx \mu(4U_R/h_{aver})^2 V_0 t_{max}, \quad (1)$$

где  $\mu$  для эмульсии – эффективная вязкость, Па·с,  $U_R$  – среднее значение скорости движения кромки плёнки жидкости для всего времени растяжения, м/с,  $V_0$  – начальный объём капли, м<sup>3</sup>,  $t_{max}$  – время максимального растекания капли, с,  $h_{aver}$  – среднее значение толщины капли, м. Влияние температуры жидкости на энергию вязкой диссипации  $F$  капель эмульсии разного состава приведено на рис. 2.

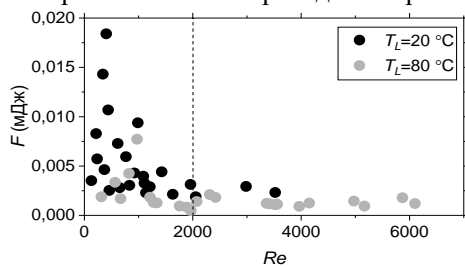


Рис. 2. Энергия вязкой диссипации  $F$  капель эмульсий при максимальном растекании в зависимости от  $Re$ .

Из рис. 2 следует, что значения  $F$  сильно уменьшаются с ростом температуры до  $Re=2000$ . При  $Re>2000$ ,  $F$  слабо зависит от  $Re$ . Значения  $F$  в среднем уменьшаются в 3 раза с ростом температуры жидкости от 20 до 80 °С. Таким образом, для учёта влияния температуры жидкости на растекание капли нужно учитывать влияние диссипативной функции  $F$ .

### 3.3. Пальцеобразование

При движении границы раздела фаз реализуется приповерхностное течение газа. Граница плотности двух соприкасающихся сред неустойчива из-за неустойчивости Рэлея-Тейлора. Количество пальцев по периметру капли определяется по ур. (2).

$$N = 0,144 \sqrt{We} \sqrt{Re}. \quad (2)$$

При уменьшении поверхностного натяжения и вязкости с ростом температуры жидкости  $N$  возрастает.

Однако, для эмульсии на нагретой стенке появляются дополнительные факторы неустойчивости. Так, течение Марангони и вихревое течение вблизи контактной линии капли при растекании создают дополнительные возмущения на свободной границе жидкости. Кроме этого, микроскопические капли воды в эмульсии колеблются и перемещаются в радиальном направлении, тем самым возмущая свободную границу. Сравнение экспериментально измеренных и рассчитанных по ур. (2) данных по  $N$  при температуре жидкости  $T_L=20$  и 80 °С приводится на рис. 3.

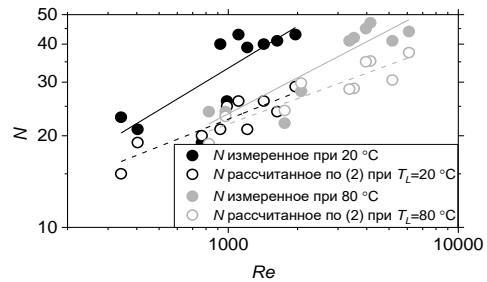


Рис. 3. Влияние температуры жидкости на количество пальцев при разбрызгивании капли эмульсии: сравнение экспериментально измеренных и рассчитанных по ур. (2) данных.

При увеличении  $Re$  измеренные значения  $N$  при обеих  $T_L$  оказались значительно выше, чем значения  $N$ , рассчитанные по ур. (2). Отметим, что температура жидкости несущественно влияет на экспериментальные значения  $N$ , чего нельзя сказать про расчетные значения.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлена прямая связь между особенностями развития течения конвективных валовых структур внутри капель эмульсий и характеристиками их растекания на поздних стадиях после затухания инерционного движения. Выявлено, что значения  $F$  в среднем уменьшаются в 3 раза с ростом температуры жидкости от 20 до 80 °С. Предложена причина неустойчивого поведения обода капли эмульсии при растекании, связанная с течением Марангони, вихревым течением вблизи контактной линии и радиальным перемещением микрокапель воды. Эта причина подтверждена при анализе количества пальцев  $N$  в рамках неустойчивости Рэлея-Тейлора при разбрызгивании капли эмульсии с учетом температуры жидкости.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Visser C.W., Kamperman T., Karbaat L.P., Loshe D. and Karperien M. In-air microfluidics enables rapid fabrication of emulsions, suspensions, and 3D modular (bio)materials // Science Advances. 2018. No 1.
2. Wang Y., Deng R., Yang L. and Bain C.D. Fabrication of monolayers of uniform polymeric particles by inkjet printing of monodisperse emulsions produced by microfluidics // Lab on a Chip. 2019. No 18. P. 3077-3085.
3. Sreenivasan A. and Deivandren S. Splashing of fuel drops impacting on heated solid surfaces // Physics of Fluids. 2020. No 3.

## АДСОРБЦИЯ И ТРАНСПОРТ ПРИМЕСИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОРИСТОЙ КОЛОННЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Определение транспортных свойств высококонцентрированных суспензий и растворов в пористой среде является довольно сложной задачей. Традиционные схемы, основанные на решении линейных уравнений диффузии, принципиально непригодны для описания поведения высококонцентрированных растворов, поскольку они не учитывают кинетику сорбционных процессов растворенного вещества на поверхности пористого скелета. Однако, существующие модели, учитывающие процессы сорбции, либо применимы при низких концентрациях растворенных веществ, либо не имеют надлежащей экспериментальной проверки [1, 2].

В данной работе проведено экспериментальное исследование фильтрации растворов NaCl через горизонтальную пористую колонну. Данные получены для начальной скорости потока 0,0289 г/с – 0,118 г/с (перепад давления варьировался от 127 до 500 Па); массовые концентрации NaCl 2-20%. Экспериментальные данные были использованы для создания комплексной модели транспорта высококонцентрированной примеси из массива пористой среды.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты проводились с использованием цилиндрической колонны длиной  $L = 500$  мм и внутренним диаметром  $d = 16$  мм. Колонна была упакована как можно более равномерно стеклянным гранулятом размером 0,8 – 1,2 мм (средняя пористость  $\phi = 0,365$ ). Колонна закрыта с обеих сторон перфорированным латунным диском для предотвращения потери гранулята. Вертикально расположенная колонна медленно заполнялась дистиллированной водой для удаления лишнего воздуха. Постоянный поток жидкости в колонне поддерживался с помощью поднятого на определенную высоту сосуда Мариотта. На входе и выходе пористой колонны установлены манометрические трубки для контроля фактического перепада давления. Расход измерялся при помощи электронных весов, дискретность 0,01 г. Для измерения концентрации соли был использован цифровой кондуктометр, точность измерения проводимости 0,02 мкСм/см, что дает точность измерения массовой концентрации NaCl до  $10^{-6}$  %. Кондуктометрическая ячейка является проточно-погружной и расположена на выходе из пористой среды. Раствор NaCl объемом 37 мл подавался на входе без какого-либо дополнительного давления. Объем вводимого раствора NaCl соответствует одному поровому объему колонны.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 приведены зависимости относительных значений расхода (а) и концентрации примеси (б) от времени для фиксированной начальной концентрации NaCl ( $C_0 = 20\%$ ) и различных начальных скоростей потока  $Q_0$ . Процесс фильтрации условно можно поделить на следующие этапы. В начале процесса фильтрации скорость потока резко падает, при этом происходит закупорка пор примесью и активация процессов десорбции/адсорбции. Скорость потока уменьшается до тех пор, пока раствор не будет введен в среду полностью, после этого расход начинает расти. Выход раствора из пористой среды приводит ко второму уменьшению скорости потока, одновременно с этим кривая концентрации начинает расти. Второй минимум расхода означает окончание процесса фильтрации, далее происходит вымывание адсорбированной примеси и восстановление начальной проницаемости среды.

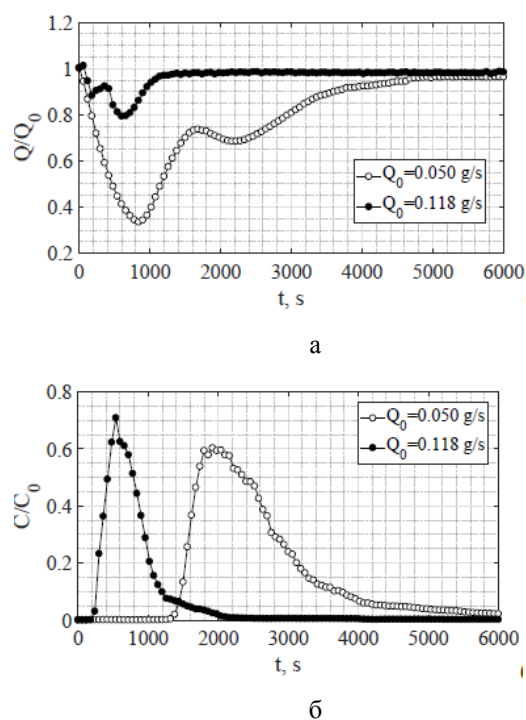


Рис. 1. Относительная зависимость расхода жидкости (а) и концентрации примеси (б) от времени для  $C_0 = 20\%$  и различных начальных расходов  $Q_0$ .

Когда скорость потока уменьшается, соотношение минимумов, а также их абсолютные значения существенно изменяются. В то же время максимум кривой концентрации изменяется незначительно. Другими словами, интенсивность адсорбционных процессов слабо зависит от начальной скорости жидкости.

В начале процесса фильтрации важную роль играет возникновение неустойчивости, которая связана с неравновесным распределением концентрации на торце пористой колонны. Существующий горизонтальный градиент плотности неизбежно будет приводить к возникновению конвективного течения. Согласно линейной теории устойчивости, результирующий поток препятствует распространению примеси вглубь среды, тем самым вызывая более интенсивное перемешивание жидкости внутри пор. Скорость конвективного течения можно оценить по разнице между начальной скоростью потока и первым минимумом кривой расхода. В качестве количественной меры будем использовать число Пекле  $Pe^*$  ( $Pe^* = \Delta Q / \varphi DL$ , где  $D$  – это коэффициент диффузии). Интенсивность адсорбционных процессов будем оценивать по отношению начального расхода жидкости и второго минимума кривой расхода ( $dQ/Q_0$ ).

На рис. 2 показано, как интенсивность конвективного потока  $Pe^*$  и интенсивность адсорбционных процессов зависят от отношения числа Рэлея-Дарси к числу Пекле, рассчитанных для начальных значений концентрации и расхода  $Rp/Pe$ . Такой критерий представляется наиболее подходящим, поскольку скорость потока состоит из адвективной части (пропорциональной  $Pe$ ) и конвективной части (пропорциональной  $Rp$ ). Поскольку конвективный поток определяется вертикальным размером области, диаметр колонны  $d$  был использован в качестве характерного размера для  $Rp$ , в то время как длина колонным  $L$  была использована в  $Pe$ .

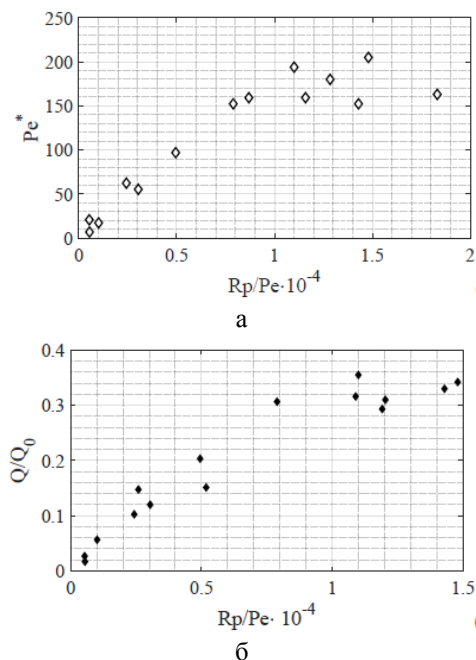


Рис. 2. Зависимости интенсивностей конвективного течения (а) и адсорбционных процессов (б) от отношения  $Rp/Pe$ .

Таким образом, было получено, что увеличение концентрации и уменьшение скорости потока приводит к росту интенсивности конвекции до тех пор, пока она не достигнет плато. В диапазоне параметров плато интенсивность адсорбции также достига-

ет квазиравновесия. Вероятно, это вызвано равномерным перемешиванием жидкости конвективным потоком, распространяющимся практически с постоянной скоростью. Для  $Rp/Pe < 2 \cdot 10^{-5}$  возникающая неустойчивость слабо влияет на процесс фильтрации.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследован транспорт конечного объема примеси в горизонтальной пористой колонне. На первом этапе процесса фильтрации наибольшую роль играет возникающая на фоне неравновесного распределения плотности конвекция. Интенсивность конвективного движения зависит от начальной концентрации вводимой примеси и скорости основного потока. Показано, что в определенном диапазоне параметров интенсивность конвективных и сорбционных процессов достигает квазиравновесных значений.

Работа выполнена при поддержке российского научного фонда (грант 20-11-20125)

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **M. Bromly and C. Hinz** Non-Fickian transport in homogeneous unsaturated repacked sand // *Water Resources Research*. 2004. V. 40. P. 1-12
2. **B. Lu, Y. Zhang, Ch. Zheng, C. Green, C. O'Neill, HG. Sun and J. Qian** Comparison of time nonlocal transport models for characterizing non-Fickian transport: From mathematical interpretation to laboratory application // *Water*. 2018. Vol. 10. P. 1-28

## **О ПЕРСПЕКТИВНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ ИССЛЕДОВАНИЙ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В СВЯЗАННЫХ МЕЖДУ СОБОЙ РЕАКТОРАХ С КИПЯЩИМ СЛОЕМ ДЛЯ УЛАВЛИВАНИЯ CO<sub>2</sub> И ПОЛУЧЕНИЯ ВОДОРОДА**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Технология сжигания и газификации в химических циклах со связанными между собой реакторами с кипящим (КС) и циркулирующим кипящим слоем (ЦКС) получили значительное развитие в связи с декарбонизацией энергетики и получением полезных продуктов из органических топлив. В докладе рассмотрены основные проблемы гидродинамики и теплообмена в системах с химическими циклами. Даны некоторые результаты экспериментальных исследования, проведенных ОАО «ВТИ» на крупной аэродинамической установке.

### **2. ТЕХНОЛОГИИ СЖИГАНИЯ И ГАЗИФИКАЦИИ В ХИМИЧЕСКИХ ЦИКЛАХ ДЛЯ УЛАВЛИВАНИЯ CO<sub>2</sub> И ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЕЗНЫХ ПРОДУКТОВ**

В [1] выполнен анализ современного состояния исследований и разработок по улавливанию CO<sub>2</sub> в химических циклах сжигания и газификации топлив (CLC). В настоящее время эта технология находится в стадии исследований на лабораторных и пилотных установках мощностью до 1 МВт. Суть этой технологии сводится к такой организации процесса горения, когда переносчиком кислорода к топливу является не воздух, а оксид металла. Последний при взаимодействии с топливом в топливном реакторе восстанавливается до металла (или более низкого оксида) с образованием CO<sub>2</sub> и водяного пара. После этого металл окисляется в воздушном реакторе и получившийся оксид вновь направляется в цикл. Выходящие из топливного реактора газы после конденсации водяного пара представляют собой практически чистый CO<sub>2</sub>, который может быть направлен на захоронение или утилизацию. Такие реакторы применяются в полигенерирующих системах с пиролизом (газификацией) и получением полезных продуктов (генераторный газ с высокой теплотой сгорания и оптимальным соотношением концентраций H<sub>2</sub> и CO для реакции Фишера–Тропша с получением компонентов моторных топлив) [2]. Схемы с тремя связанными реакторами являются перспективными для получения водорода с улавливанием CO<sub>2</sub> [3].

### **3. ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В СИСТЕМАХ ХИМИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ СЖИГАНИЯ И ГАЗИФИКАЦИИ ТОПЛИВ**

Химические циклы со связанными между собой реакторами отличаются от одиночных аппаратов с

КС и ЦКС наличием сложной системы перетоков между реакторами со своими пневматическими затворами. Еще одно отличие заключается в использовании оксидов металлов – носителей кислорода, которые имеют другие физические характеристики по сравнению с традиционным материалом слоя – песком. Другие характерные особенности, как то наличие большой массы и расхода циркулирующих частиц, влиянии на суммарный теплообмен концентрации частиц в потоке, зависящей от гидродинамических характеристик реакторов (прежде всего скорость газов и размеры частиц), остаются такими же, как и для одиночных реакторов. Особенно важными становятся вопросы улавливания частиц для обеспечения максимальной их циркуляции между реакторами. Это требование связано с необходимостью выравнивания температур в реакторах, так как, в одном из них происходит эндотермическая реакция, а в другом – экзотермическая.

Для расчета кондуктивной составляющей теплообмена к ограждающим реактор с ЦКС поверхностям нагрева используются различные зависимости, в основном полуэмпирические [4]. Они не всегда учитывают свойства частиц. Разработанная в ОАО «ВТИ» расчетная модель базируется на газокинетической теории Мартина. Однако и она не учитывает того, что при использовании твердых топлив в реакторе с ЦКС присутствуют как оксид металлов, так и частицы золы. Такие исследования представляют значительный научный и практический интерес.

В последнее время много внимания уделяется исследованию вопросов гидродинамики связанных между собой реакторов [5] и сепарации частиц в циклонах с очень высокой запыленностью газов. При этом в них образуются струйные течения с захватом мелких частиц, что приводит к росту эффективности улавливания [6].

### **4. О РАБОТАХ ОАО «ВТИ» В ОБЛАСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СВЯЗАННЫХ РЕАКТОРОВ**

Первые в России исследования высокотемпературных химических циклов с оксидами металлов-носителей кислорода были выполнены в ОАО «ВТИ» [7]. При этом рассматривался весь цикл от подготовки оксидов (НИФХИ им. Л. Я. Карпова) до подземного захоронения уловленного CO<sub>2</sub> (ОАО «Подземгазпром») или его использования для повышения эффективности нефтедобычи (РГУ нефти и



газа им. И. М. Губкина). Эти исследования получили также развитие в работах по научному обоснованию использования полигенерирующих систем с получением электроэнергии, тепла и полезных продуктов. ОАО «ВТИ» выполнил ряд экспериментальных исследований гидродинамики связанных между собой реакторов и разработал методы расчета таких систем [8 - 11].

При исследованиях, проведенных на крупной аэродинамической установке [8] оказалось, что сумма давлений в точках двух затворов между реакторами практически не меняется во всех режимах. Эта величина, по-видимому, характеризует работу всего контура со связанными между собой реакторами в условиях постоянной массы и физических характеристик материала и газа. Указанный факт, новый метод расчета, удовлетворительно описывающий изменение давления в системе, а также зависимости по началу движения в опускных системах с L-клапанами являются одними из первых в мире.

В последнее время специалистами ОАО «ВТИ» выполнены исследования гидродинамики бинарных

систем, которая ранее не была достаточно изучена [9, 10]. В этих исследованиях также изучено влияние массовой концентрации частиц на входе в циклон на эффективность улавливания и сопротивление циклона. Известно, что сопротивление циклона снижается с ростом массовой концентрации потока на входе в него. Это связано со снижением крутки потока и перераспределением кинетических энергий газа и твердой фазы. Наши данные по величине поправки на запыленность потока показали, что величина ее находится в диапазоне 0,4 – 0,6 и увеличивается с ростом массовой концентрации от 0,3 до 0,8. Даны эмпирические зависимости для учета влияния концентрации потока на сопротивление циклонов и представлены подходы к расчету общей и фракционной эффективности циклонов [11].

Намечено проведение исследований на огневой установке системы связанных между собой реакторов с реальной температурой процесса. Такие исследования позволят создать необходимый научный задел для передовых установок получения водорода из органических топлив без выбросов CO<sub>2</sub>.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Технология сжигания и газификации топлив в химических циклах активно развивается в последнее время, так как позволяет с относительно низкими затратами улавливать CO<sub>2</sub>. Подобная технология со связанными между собой реакторами с КС и ЦКС также пригодна для систем с производством электроэнергии, тепла и полезных продуктов. Она может быть также экономически эффективной для производства водорода.

Показано, что наиболее важными направлениями исследований являются исследования кондуктивной составляющей теплообмена, гидродинамики связанных между собой реакторов, перетоков между ними и сепарации частиц, обеспечивающих необходимую кратность циркуляции частиц.

Приведены ряд результатов исследований гидродинамики связанных между собой реакторов, проведенные ОАО «ВТИ». Эти исследования являются актуальными, особенно учитывая появляющиеся новые схемы с различным расположением реакторов, увеличением их до трех (получение водорода).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Рябов Г. А.** Химические циклы сжигания и газификации топлив. Обзор исследований и новых технологических решений / Теплоэнергетика, 2022 - № 1 - С. 32-50.
2. **Pfeifer, C.** Co-gasification of biomass and coal in a 8 MW dual fluidized bed steam gasifier/ C. Pfeifer, I. Aiger, H. Hofbauer //Proc. of the 10-th Int. Conf. on CFB and Fluidization Technology, May 1 – 5, 2011, Synriver, Oregon, USA
3. **Рябов Г. А.** Использование технологии химических циклов для производства водорода / Альтернативная

энергетика и экология. 2021 № 04-06 (362-364), стр. 83-92.

**4 Breitholz, C.** Translation of Heat Transfer measurements from Laboratory CFBs to the Conditions of CFB Boilers / C. Breitholz, B. Leckner // MIF – 2000, Heat/ Mass Transfer. – 2000. – v6. – P. 12 – 23.

**5. Lee, U.** Hydrodynamics of dual fluidized bed systems with internal mixing channels between circulating and bubbling fluidized bed reactors [Text] / U. Lee, I. Choi, J. Song [at al.] // Proc. of the 10<sup>th</sup> Int. Conf. on CFB and Fluidization Technology, 2011, 1–5 May. – USA, Oregon, Synriver, 2011.

**6. Martínez, A.** Measurement of Solid Entrainment by Pressure Drop in the Cyclone / Martínez A., Lisbona P., Lara Y., Romeo L.M., Gil A // Proc. of 21-th Int. Conf. on Fluidized Bed Combustion, Naples, Italy, 3 – 6 June, 2012, pp 666 -672.

**7. Рябов, Г.А.** Сепарация CO<sub>2</sub> с использованием химических циклов сжигания и газификации топлив [Текст] / Г. А. Рябов, О. М. Фоломеев, Д. С. Литун, Д.А. Санкин // Теплоэнергетика. – 2009. – № 6. – С. 39 – 49.

**8. Ryabov, G.** Pressure Balance model for Dual CFB – FB Reactors Systems [Text] / G.A. Ryabov, O.M. Folomeev, D.A. Sankin, D.A. Melnikov // Proc. of the 22<sup>nd</sup> Int. Conf on Fluidized Bed Conversion, 2015, 12–14 June. – Finland, Turku, 2015.

**9. Ryabov, G.** The investigation of movement conditions of particles binary mixtures in chemical looping combustion of solid fuel/Ryabov G, Folomeev O, Dolgushin// IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 891 (2017) 012101.

**10. Ryabov, G.** Study of Conditions of Binary Particle Mixture Motion Applied to Chemical Looping Combustion of Fuel with Carbon Dioxide Capture/ G. A. Ryabov, O. M. Folomeev, and I. A. Dolgushin // Thermal Engineering, 2018, Vol. 65, No. 7, pp. 429–434.

**11. Ryabov, G.** The Influence of Particles Flow Rate on Separation and Pressure Drop in Cyclones and Down Flow Behavior in Recirculating Systems / G. A. Ryabov, O. M. Folomeev // International Journal of Environmental Science Volume 6, pp 477-485.

## РАЗРАБОТКА И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ПОДДЕРЖАНИЯ МИНИМАЛЬНОЙ ЭМИССИИ ВРЕДНЫХ ГАЗОВ В ПАРОВЫХ КОТЛАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В Российской Федерации, при среднем потреблении электрической энергии более 1130 млрд. кВт·ч в год (на период с 2021 до 2027 года), от 62,2 % до 67,0 % электрической энергии производится на тепловых электрических станциях (далее – ТЭС) [1]. Согласно потребности ТЭС в органическом топливе на период с 2021 до 2027 года общая средняя потребность составляет более 302 700 тыс. т. у. т. в год (Рис. 1).

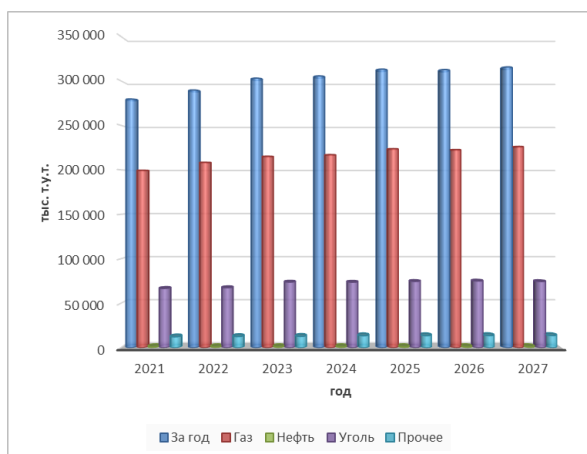


Рис. 1: Прогнозируемая структура распределения потребности ТЭС в органическом топливе с 2021 до 2027 год

Приведенная на Рисунке 1 структура распределения потребности ТЭС в органическом топливе указывает на то, что для ежегодного производства 1130 млрд. кВт·ч электрической энергии необходимо более 200 000 тыс. т. у. т. природного газа, который сжигается в энергетических котлах ТЭС. Известно, что при работе энергетических котлов ТЭС на природном газе основным загрязняющим элементом в уходящих газах являются термические оксиды азота.

Целью работы является разработка устройства для поддержания минимальной эмиссии вредных газов в паровых котлах и его численное исследование.

### 2. УСТРОЙСТВО ДЛЯ РЕЦИРКУЛЯЦИИ ДЫМОВЫХ ГАЗОВ

Одно из технических мероприятий, направленное на снижение температуры в ядре горения энергетических котлов является рециркуляция дымовых газов [2].

В настоящий момент, наиболее распространены следующие способы подачи рециркулирующего газа в воздухопроводы: отбор дымовых газов перед РВП с последующим их вводом в короб горячего воздуха, отбор дымовых газов после РВП с последующим их вводом в короб горячего воздуха.

Одним из основных показателей интенсивности реализации данного процесса является степень рециркуляции  $r$ .

На практике, рециркуляция дымовых газов приводит к увеличению потерь тепла с уходящими газами (рост температуры уходящих газов) и увеличению расхода электроэнергии на привод дутьевых механизмов, в этой связи  $r$  находится в пределах 0÷25%. Дальнейшее повышение степени рециркуляции приводит к снижению коэффициента полезного действия энергетического котла.

В работе [3] предложено организовать перераспределение степени подачи газов рециркуляции между ярусами горелок, направив большую их часть в зону с максимальными тепловыми потоками энергетического котла. Организация перераспределения газов рециркуляции реализуема установкой блока перераспределения в нагнетательном участке линии рециркуляции [4].

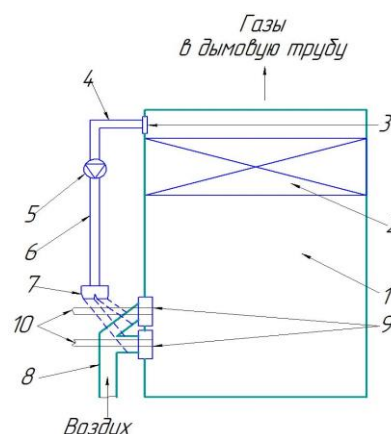


Рис. 2: Устройство для рециркуляции дымовых газов с блоком перераспределения в нагнетательном участке линии рециркуляции: 1 – топка энергетического котла, 2 – конвективная поверхность, 3 – узел отбора газов, 4 – всасывающий участок линии рециркуляции, 5 – вентилятор, 6 – нагнетательный участок линии рециркуляции, 7 – блок перераспределения газов рециркуляции, 8 – воздухопровод для подачи воздуха на горение, 9 – горелки, 10 – труба для подачи природного газа

Для осуществления управления блоком перераспределения в нагнетательном участке

линии рециркуляции, с целью постоянного поддержания минимальных концентраций оксидов азота в уходящих газах энергетических котлов ТЭС, предлагается реализовать управление промышленным микроконтроллером.

Минимально необходимое фиксируемое количество параметров для автоматизации процесса работы блоком перераспределения рециркуляции дымовых газов [4]: температура в зоне активного горения по уровню каждого яруса горелок, положение регулятора расхода дымовых газов блока перераспределения газов рециркуляции, содержание кислорода до ВЭ и за РВП.

Одним из основополагающих элементов программы для управления устройством рециркуляции дымовых газов является расчетное значение максимальной температуры, соответствующей условию, когда все полезное тепловыделение в топке воспринимается продуктами сгорания в зоне активного горения парового котла [5,6]. Величина максимальной температуры определяется индивидуально, для каждого типа котлов исходя из теплового расчета [5,6] и тепловых испытаний энергетического котла.

Результатом теоритического расчета являются серии кривых  $f(r)$ , по которым определяется «критическая» величина доли перераспределения рециркуляции дымовых газов между верхним/нижним ярусами горелок при достижении которой, происходит смещение зоны с максимальной температурой в обратную сторону.

### 3. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Для определения оценки перспективы результатов от реализации мероприятий, направленных на снижение образования термических оксидов азота в ЗАГ энергетического котла, была разработана модель камеры сгорания с одним горелочным устройством при применении программного комплекса ANSYS Fluent, решатель которого основан на методе конечных объёмов (МКО) решения [7].

Процесс подготовки расчетной модели состоит из 3-х основных этапов: сбор исходных данных и построение 3D модели горелочного устройства и камеры сгорания и генерация расчетной сетки; настройка решателя [8,9]; обработка и проверка адекватности полученных результатов.

Результаты исследования получены при следующих параметрах: паропроизводительность 400 т/ч, топливо – природный газ, температура воздуха на входе в горелочное устройство  $T = 204$  °С, коэффициент избытка воздуха  $\alpha = 1,02$ . На рисунке 3 представлена зависимость содержания NO по толщине фронта пламени в зависимости от степени рециркуляции  $r$ .

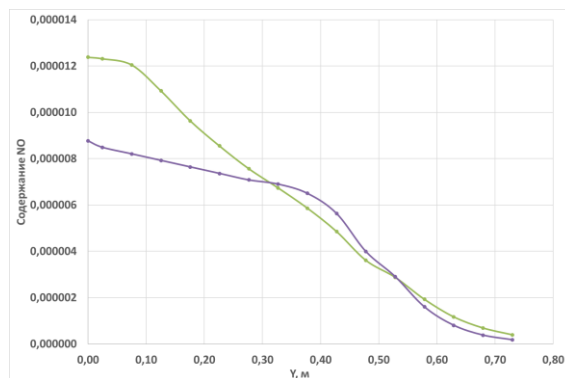


Рис. 3: Профиль содержания NO по толщине фронта пламени: зеленая кривая – содержание NO при  $r = 15$  %, фиолетовая кривая – содержание NO при  $r = 25$  %

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основываясь на поведенных экспериментах, можно сделать вывод о применении рециркуляции как о наиболее эффективном и низкоэмиссионном режиме горения, при котором значительно снижается образование NO в ядре пламени.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение №075-15-2021-584).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Приказ** Минэнерго России от 26.02.2021 № 88 «Об утверждении Схемы и программы развития Единой энергетической системы России на 2021 – 2027 годы».
2. **Тепловой** расчет котла ТГМЕ-464 (нагрузка 50%, топливо – газ), ТКЗ «Красный котельщик», 1976. – 8 с.
3. **Кобзарь С. Г., Халатов А. А.** Снижение выбросов оксидов азота в газовых котлах методом рециркуляции дымовых газов. – Промышленная теплотехника №4, 2009. С. 5-11.
4. **Бусыгин С.В., Ковальников В.Н., Чукалин А. В.** Математическое моделирование и исследование эффективности рециркуляции дымовых газов в энергетических котлах // /XXI ВЕК: ИТОГИ ПРОШЛОГО И ПРОБЛЕМЫ НАСТОЯЩЕГО ПЛЮС. Т. 10, № 4 (56), 2021. С. 12-15.
5. **Тепловой** расчет котлов (нормативный метод). Издание 3-е переработанное и дополненное. – НПО ЦКТИ, Спб, 1988. 256 с.
6. **Липов Ю.М., Самойлов Ю.В., Виленский Т.В.** Компонировка и тепловой расчет парового котла: Учеб. Пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1988. 208 с.
7. **Федорова Н.Н., Вальгер С.А., Данилов М.Н., Захарова Ю.В.** Основы работы в ANSYS 17. – М.: ДМК Пресс, 2017. – 210 с.
8. **ANSYS Fluent Theory Guide.** Release 18, ANSYS, Inc. 2017. – 830 P.
9. **Versteeg H. K. and Malalasekera W.** An introduction to computational fluid dynamics. 2nd ed., 2007. 517 p.
10. **Решение** о выдаче Патента на полезную модель, заявка №2021122765/12 от 29.07.2021.

## ПРИМЕНЕНИЕ БЕССЕТОЧНОГО МЕТОДА ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ С УДАРНЫМ СЛОЕМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Течения газа, содержащего примесь твёрдых или жидких частиц, встречаются во многих технологических процессах и природных явлениях. Одной из актуальных задач современной аэродинамики является исследование сверхзвукового обтекания тел гетерогенными потоками [1]. Натурные эксперименты показали, что наличие дисперсной фазы в сверхзвуковом потоке может существенным образом изменять структуру течения и оказывать как непосредственное ударное, так и косвенное термическое воздействие на обтекаемую газом поверхность, способствуя усилению конвективного теплового потока к поверхности [2].

В опубликованных ранее работах методом скользящих адаптивных декартовых сеток изучалось движение крупных частиц в сверхзвуковом ударном слое у поверхности затупленного тела в двумерной и осесимметричной постановках [3, 4]. В настоящей работе представлена трёхмерная вычислительная модель, в основе которой лежит бессеточный метод [5] решения системы уравнений газовой динамики в сочетании с алгоритмами моделирования движущихся частиц путём формирования единого облака узлов.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

#### 2.1. Модель течения вязкого газа

Течение вязкого теплопроводного газа описывается системой уравнений Навье-Стокса в консервативных переменных в сочетании с уравнением состояния совершенного газа:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{q})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{q})}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{q})}{\partial z} = \\ = \frac{\partial \mathbf{F}^v(\mathbf{q})}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}^v(\mathbf{q})}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}^v(\mathbf{q})}{\partial z} \end{aligned}$$

$$p = \rho RT, \quad \mathbf{q} = (\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad \rho e)^T.$$

На входе в расчётную область задаются граничные условия первого рода, определяющие невозмущённый сверхзвуковой поток с фиксированной температурой  $T_\infty$ , числами Маха  $M_\infty$  и Рейнольдса

$$Re_\infty, \text{ на выходе – условия Неймана } \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \mathbf{n}} = 0.$$

Поверхность каждого находящегося в потоке тела считается твёрдой изотермической стенкой с

известной температурой  $T_w$ , условиями прилипания и непротекания  $\mathbf{v} = 0$ , а также  $\frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} = 0$ .

#### 2.2. Численное решение системы уравнений газовой динамики бессеточным методом

Для представления поля газодинамических величин формируется конечный набор (облако) расчётных узлов. Расположение узлов адаптировано к геометрии области, вблизи поверхностей точки сгущаются в направлении нормали для разрешения течения в пограничном слое (см. рис. 1).

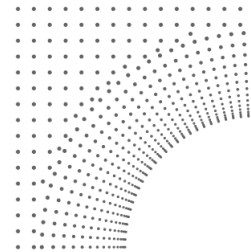


Рис. 1. Адаптивное расположение расчётных узлов.

Основой бессеточного метода является аппроксимация частных производных газодинамических величин и использующих их функций  $\varphi = \varphi(x, y, z)$  в каждом из вычислительных узлов  $i$  на основе значений в соседних узлах  $j \in C_i$ :

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_i = \sum_{j \in C_i} \alpha_{ij} \Delta \varphi_{ij}, \quad \dots, \quad \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_i = \sum_{j \in C_i} \gamma_{ij} \Delta \varphi_{ij},$$

где коэффициенты линейной комбинации определяются методом наименьших квадратов [4].

Система уравнений Навье-Стокса может быть записана в полу-дискретной форме:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{q}_i}{\partial t} + 2 \sum_{j \in C_i} \left[ \alpha_{ij} (\mathbf{F}_{ij} - \mathbf{F}_i) + \dots + \gamma_{ij} (\mathbf{H}_{ij} - \mathbf{H}_i) \right] = \\ = \sum_{j \in C_i} \left[ \alpha_{ij} (\mathbf{F}_j^v - \mathbf{F}_i^v) + \dots + \gamma_{ij} (\mathbf{H}_j^v - \mathbf{H}_i^v) \right] \end{aligned}$$

здесь  $\mathbf{F}_i = \mathbf{F}(\mathbf{q}_i)$ ,  $\dots$ ,  $\mathbf{H}_j^v = \mathbf{H}^v(\mathbf{q}_j)$ , а  $\mathbf{F}_{ij}$ ,  $\mathbf{G}_{ij}$ ,  $\mathbf{H}_{ij}$  - вектора невязких потоков в середине отрезка, соединяющего узлы  $i$  и  $j$ , вычисленные согласно схеме AUSMPW+ применительно к векторам консервативных переменных, полученным покомпонентной MUSCL-реконструкцией с ограничителем van Albada [5].

Расчёт элементов тензора вязких напряжений и тепловых потоков основан на МНК-аппроксимации

частных производных температуры и компонент скорости:

$$\frac{\partial u}{\partial x}\Big|_i = \sum_{j \in \tilde{C}_i} \alpha_{ij} (u_j - u_i), \dots, \frac{\partial T}{\partial z}\Big|_i = \sum_{j \in \tilde{C}_i} \gamma_{ij} (T_j - T_i),$$

$$\tau_{xx}\Big|_i = \frac{2}{3} \mu_i \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x}\Big|_i - \frac{\partial v}{\partial y}\Big|_i - \frac{\partial w}{\partial z}\Big|_i \right), \dots, q_z\Big|_i = -\lambda_i \frac{\partial T}{\partial z}\Big|_i.$$

Реализация граничных условий Неймана также основана на аппроксимации производной по нормали к поверхности  $\frac{\partial \phi}{\partial \mathbf{n}}$  методом наименьших квадратов:

$$\phi_i = \frac{\sum_{j \in \tilde{C}_i} \eta_{ij} \phi_j - \frac{\partial \phi}{\partial \mathbf{n}}\Big|_i}{\sum_{j \in \tilde{C}_i} \eta_{ij}}, \text{ где } \mathbf{n} - \text{ вектор внешней}$$

нормали в узле  $i$  на границе поверхности,  $\tilde{C}_i$  - множество его соседних узлов, не принадлежащих границе.

Явный метод Рунге-Кутты третьего порядка применяется для численного интегрирования системы уравнений газовой динамики по времени.

### 2.3. Моделирование движения крупных частиц

Движение частицы в газовом потоке определяется давлением газа и силой вязкого трения на её поверхности:

$$\frac{d\mathbf{r}_p}{dt} = \mathbf{v}_p, \quad m_p \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \int_{S_p} \mu \frac{d\mathbf{v}_\tau}{d\mathbf{n}} dS - \int_{S_p} p \mathbf{n} dS,$$

где  $m_p$  - масса,  $\mathbf{v}_p$  - скорость,  $\mathbf{r}_p$  - радиус-вектор частицы,  $\mathbf{v}_\tau$  - касательная компонента скорости газа,  $\mathbf{n}$  - вектор внешней нормали к поверхности.

Обтекаемая сверхзвуковым потоком преграда считается неподвижной в основной системе координат. Расчёт обтекания газом каждой частицы производится путём решения системы уравнений газовой динамики в локальной системе координат на выделенном множестве расчётных узлов, принадлежащих её домену. По мере движения частицы перемещаются и принадлежащие её домену узлы, внешние узлы локального домена связываются с ближайшими соседями из основного и наоборот, а узлы основного домена, оказавшиеся внутри локального, исключаются из расчёта. Расчёт векторов конвективных и вязких потоков между узлами при их принадлежности к разным доменам выполняется путем трансформации векторов состояния  $\mathbf{q}$  в единую систему координат с учётом скорости относительного движения доменов, при вычислении градиентов  $\nabla \mathbf{q}$  векторы состояния соседних с ними узлов пересчитываются в эту же систему координат.

Метод позволяет моделировать газодинамическое воздействие одной или нескольких движущихся частиц на структуру течения, взаимодействие частиц между собой и с обтекаемой поверхностью.

### 3. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА

Выполнено численное моделирование движения частицы вдоль оси симметрии сферы, обтекаемой сверхзвуковым потоком газа с числами Маха  $M_\infty = 6$  и Рейнольдса  $Re|_{L=D} = 1 \cdot 10^6$ . Эволюция структуры течения в ударном слое (см. рис. 2) хорошо согласуется с полученной методом адаптивных скользящих декартовых сеток [3].

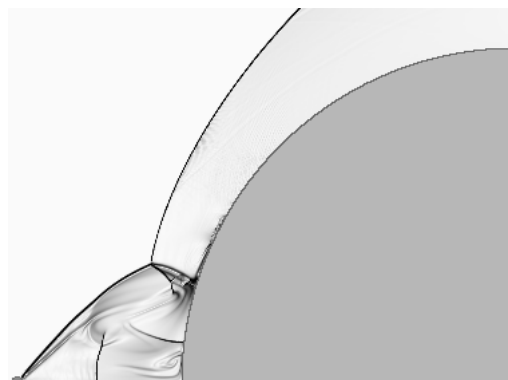


Рис. 2. Изменение картины течения в ударном слое в присутствии частицы (Шпирен).

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный метод, а также разработанное на его основе программное обеспечение, использующее технологию гетерогенных параллельных вычислений OpenCL позволяют детально исследовать влияние частиц на структуру течения в ударном слое, а также конвективный тепловой поток к обтекаемой поверхности. Изучение данных факторов посредством вычислительного эксперимента является приоритетным ввиду сложности постановки и высокой стоимости проведения натуральных испытаний.

*Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России, номер темы FSFF-2020-0013.*

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Вараксин А.Ю.** Обтекание тел дисперсными газовыми потоками // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56. № 2. С. 282-305.
2. **Holden M.S., Gustafson G.Q., Duryea G.R., Hudack L.T.** An Experimental Study of Particle-Induced Convective Heating Augmentation // AIAA Paper. 1976. № 76-320.
3. **Ревизников Д.Л., Способин А.В., Иванов И.Э.** Изменение структуры течения под воздействием высокоинерционной частицы при обтекании тела сверхзвуковым гетерогенным потоком // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56. № 6. С. 908-913.
4. **Sposobin A, Reviznikov D.** Impact of High Inertia Particles on the Shock Layer and Heat Transfer in a Heterogeneous Supersonic Flow around a Blunt Body // Fluids. 2021. 6: 406.
5. **Способин А.В.** Бессеточный алгоритм расчёта сверхзвуковых течений вязкого теплопроводного газа // Труды МАИ. 2021. № 121. 25 с.

Д.А. Коновалов<sup>1</sup>, В.И. Рязских<sup>1</sup>, Н.Н. Кожухов<sup>1</sup>, А.А. Хвостов<sup>1</sup>,  
П.В. Москалев<sup>1</sup>, М.В. Малеваный<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет,  
394006, Воронеж, 20-летия Октября, 84

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В КАНАЛЕ, ЗАПОЛНЕННОМ ГРАДИЕНТНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДОЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Современное развитие техники и технологий связано с разработкой компактных энергетических установок и устройств с интенсивным тепловыделением (термостабилизация микроэлектронных компонентов и компонентов силовой электроники, лазерных зеркалах, термоядерных установок, элементов авиационной и ракетной техники и пр.). Задача отвода критических тепловых потоков успешно решается применением систем с развитыми поверхностями: пористыми и микроканальными [1-3]. Современные зарубежные и отечественные исследования показали, что механизмы интенсификации теплообмена в условиях однофазного течения охладителя практически полностью себя исчерпали при сверхвысоких удельных тепловыделениях. Именно поэтому исследователи смотрят в направлении фазовых переходов и механизмов их интенсификации. В настоящей работе решается задача теплообмена в теплообменниках с изменяемой пористостью как по высоте канала, так и по его длине в условиях кипения теплоносителя.

### 2. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

Исследованию интенсификации теплообмена при фазовых переходах посвящено огромное число работ как экспериментального, так и расчетного характера. Это работы Д.А. Лабунцова, А.В. Дедова, Ю.А. Кузма-Кичты, А. Faghi и многих других [4-7]. В них можно найти информацию об исследованиях тепломассообменных процессов при фазовых переходах: определение коэффициентов теплоотдачи и критических тепловых потоков в широком диапазоне расходов, температур, давлений, свойств теплоносителя в условиях как свободно-конвективного, так и вынужденного течения. Это в свою очередь дает возможность определить моменты наступления кризиса кипения, смену режимов, что, несомненно, необходимо при разработке теплообменного оборудования и прогнозирования его работы в критических (или аварийных) условиях.

Исследования по интенсификации теплообмена при фазовых переходах идут в основном по двум крупным направлениям: создание условий влияния на внутренние механизмы кипения и развитие поверхности теплообмена.

К первому направлению следует отнести технологии, позволяющие увеличить количество центров парообразования, изменять смачиваемость поверх-

ности или отдельных ее элементов в зависимости от условий и режимов кипения, увеличить приток жидкости в зону кипения, кипение сильно недогретых жидкостей, что будет способствовать ускоренной эвакуации пара от стенки. Ко второму направлению следует отнести создание различного рода развитых поверхностей или технологий их модификации.

Применение пористых и микроканальных сред с различными теплофизическими свойствами и геометрическим параметрами является наиболее оправданным [8-10].

Особое место занимает создание так называемых интеллектуальных материалов, когда смачиваемость поверхности изменяется в зависимости от температуры. При этом конструктивно возможно выполнение в виде микроканального или столбчатого теплообменника, сетчатой поверхности, микро и нанопористых структур [11]. Сравнительная диаграмма эффективности способов приведена на рис.1.

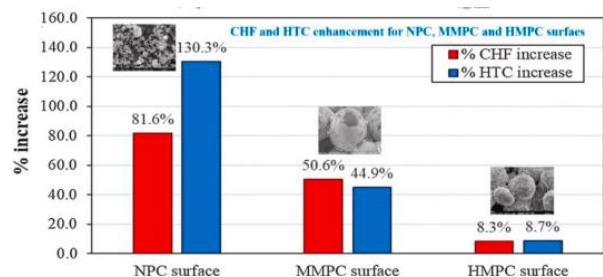


Рис. 1. Изменение коэффициента теплоотдачи и величины критического теплового потока в зависимости от перегрева для различных структур [11].

Особая роль отводится в использовании так называемых высокопористых сред (пористость от 0,7 до 0,92). Это позволяет создавать развитые поверхности минимизируя при этом энергетические затраты на транспортировку теплоносителя и обеспечивать эффективный его подвод в зону кипения и ускоренную эвакуацию пара. Подобные исследования проводились в работах [12, 13]. Чередование слоев с различной пористостью, смачиваемостью и шероховатостью положительно сказывается на интенсификации теплообмена и росте критических тепловых потоков. Тем не менее, в большинстве работ рассматривается изменение пористости по высоте горизонтального канала, однако при вынужденном течении теплоносителя в

условиях фазового перехода существенное влияние может оказать изменение пористости и по длине канала.

### 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем рассматривать канал, заполненный пористой средой с размерами 40×5×10 мм. В канале в режиме ламинарного течения проходит жидкий теплоноситель (вода). Основание канала подвержено воздействию теплового потока 100 Вт/см<sup>2</sup>. На верхней границе канала происходит теплообмен с окружающей средой, которая имеет температуру 20 °С. Пористость среды по длине и высоте канала плавно изменяется и задана функциональной зависимостью от длины и высоты канала, представленной на рис. 2.

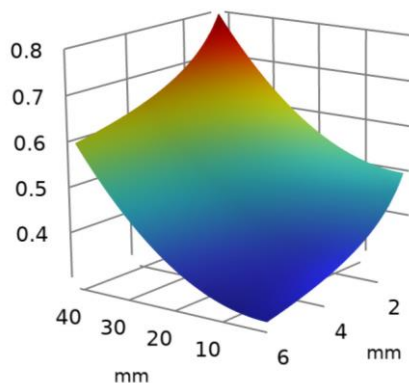


Рис. 2. Функциональная зависимость изменения пористости от координат канала

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате исследования нескольких режимов течения теплоносителя была получена зависимость  $Nu(Re)$ , которая позволяет выполнить качественную оценку процесса теплообмена в плоском канале с переменной пористостью в двух направлениях.

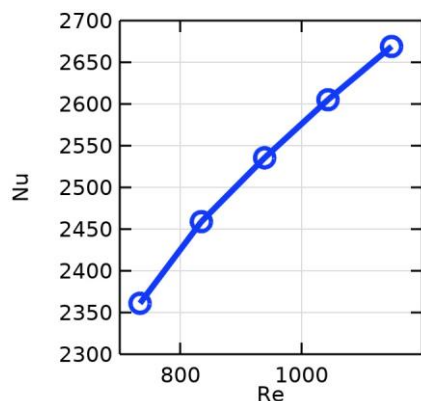


Рис. 3. График зависимости  $Nu(Re)$  для канала с градиентной пористой средой

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены значения полей температур и значения критических тепловых потоков в широком диапазоне расходов теплоносителя, изменения

пористости канала как по его высоте, так и длине. Представленные зависимости (рис. 2, 3) позволяют оценить эффективность теплообмена в сравнении с каналом, заполненным средой с изменяемой пористостью только лишь вдоль одной из координат [8].

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Saman R., Mohammad H. K., Kyung C. K., Omid S.A.** Potentials of porous materials for energy management in heat exchangers –A comprehensive review // Applied Energy. – 2019. – V. 243. – pp. 206–232.
2. **ShaoPeng Li, XiaoTao Luo, ChangJiu Li.** Cold sprayed superhydrophilic porous metallic coating for enhancing the critical heat flux of the pressurized water-cooled reactor vessel in nuclear power plants//Surface & Coatings Technology 422 (2021) 127519.
3. **A.A. Genbach, D. Yu. Bondartsev, I.K. Pnev, A.G. Georgiev** Scientific method of creation of ecologically clean capillary-porous systems of cooling of power equipment elements of power plants on the example of gas turbines//Energy 199 (2020) 117458.
4. **Лабунцов Д.А.** Физические основы энергетики. Избранные труды по теплообмену, гидродинамике, термодинамике. – М. Издательство МЭИ, 2000. 388 с.
5. **Дедов А.В.** Обзор современных методов интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении // Теплоэнергетика. №12. 2019 с. 18 – 54.
6. **Kuzma-Kichta, Yu.A., Lavrikov, A.V., Shustov, M., Kustova, E.A., Ivanov, N.S., Kuleshov, E.A., Kiselev, A.S.** Heat transfer crisis investigation in a microchannel with and without nanoparticles coating // (2020) Journal of Physics: Conference Series, 1683 (2), статья № 022087.
7. **Transport Phenomena in Multiphase Systems / Amir Faghri, Yuwen Zhang.** – San Diego.: Academic Press, 2006. 1030 p.
8. **Kozhukhov N.N, Kozhukhova E.A., Kononov D.A., Prutskikh D.A., Perunova V.I.** Modeling of heat transfer in an element with anisotropic porosity // (2021) Journal of Physics: Conference Series, 2039, статья № 012011.
9. **Daxiang Deng, Long Zeng, Wei Sun** A review on flow boiling enhancement and fabrication of enhanced microchannels of microchannel heat sinks // International Journal of Heat and Mass Transfer 175 (2021) 121332
10. **Xiongjiang Yu, Jinliang Xu, Guohua Liu, Xianbing Ji.** Phase separation evaporator using pin-fin-porous wall microchannels: Comprehensive upgrading of thermal-hydraulic operating performance // International Journal of Heat and Mass Transfer 164 (2021) 120460.
11. **Xiao Yuan, Yanping Du, Jing Su.** Approaches and potentials for pool boiling enhancement with superhigh heat flux on responsive smart surfaces: A critical review // Renewable and Sustainable Energy Reviews 156 (2022) 111974.
12. **Hong-Wei Li, Tian-Liang Chang, Chang-He Du, Dong-Wei Fu, Wen-Peng Hong** Experimental study on flow boiling heat transfer characteristics of multi-channel modified filled foam metal small channel // International Communications in Heat and Mass Transfer 127 (2021) 105588.
13. **Shahram Azizifar, Mohammad Ameri, Iman Behroyan** An experimental study of subcooled flow boiling of water in the horizontal and vertical direction of a metal-foam tube // Thermal Science and Engineering Progress 20 (2020) 100748.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО ВЗРЫВА ЧАСТИЦ С ЭКЗОТЕРМИЧЕСКИМИ ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИЯМИ В СЛУЧАЙНОМ ПОЛЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СРЕДЫ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Предложена модель возникновения теплового взрыва внутри одиночной частицы с экзотермической химической реакцией в случайном поле температуры среды. Скорость химической реакции представлена модифицированным законом Аррениуса, учитывающим влияние на скорость реакции изменения внутренней структуры материала. Исследование проведено в рамках подходов Лагранжа и Эйлера. В подходе Лагранжа на основе решения системы стохастических обыкновенных дифференциальных уравнений (СОДУ) рассчитываются случайные флуктуации температуры среды и ансамбли частиц. По результатам расчетов исследуется динамика эмпирической функции плотности вероятности распределения случайной температуры частиц. В подходе Эйлера выводится нестационарное замкнутое уравнение для функции плотности вероятности (ФПВ) случайных температур частиц, которое численно интегрируется на основе оригинальной консервативной разностной схемы. Результаты расчетов по обоим подходам удовлетворительно согласуются между собой. Показано, что случайное поле температуры среды качественно меняет динамику возникновения теплового взрыва. В случайном поле температуры тепловой взрыв может произойти, когда в детерминированном случае система абсолютно стабильна [1, 2].

### 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

#### 2.1. Уравнение для среднемассовой температуры частиц

Уравнение для среднемассовой температуры сферической частицы в безразмерных переменных имеет вид

$$\frac{d\Theta_p^*(t^*)}{dt^*} = \frac{1}{\tau_{\Theta}^*} (\theta_g^*(t^*) - \Theta_p^*(t^*)) + \frac{1}{1 + \left[ (C_E/E^*) (1 + \Theta_p^*(t^*)/E^*) \right]^n} \exp\left( \frac{\Theta_p^*(t^*)}{1 + \Theta_p^*(t^*)/E^*} \right)$$

Здесь  $\Theta_p^* = E^* (\Theta_p - \langle \Theta_g \rangle) / \langle \Theta_g \rangle$  – температура частицы;  $\langle \Theta_g \rangle$  – осредненная температура среды;  $E^* = E / (R^* \langle \Theta_g \rangle)$  – энергия активации;  $R^*$  – универсальная газовая постоянная;  $\tau_{\Theta}^* = \tau_{\Theta} / \tau_{ad}$  – время

тепловой релаксации частицы;  $\theta_g^*(t^*) = \theta_g(t) E^* / \langle \Theta_g \rangle$  – флуктуации температуры среды;  $\tau_{ad} = c_p \langle \Theta_g \rangle \exp(E^*) / Q A E^*$  – масштаб времени – время адиабатического разогрева;  $c_p$  – теплоемкость материала частиц;  $Q$  – тепловой эффект реакции;  $A$  – предэкспоненциальный множитель.

Уравнение для флуктуаций температуры среды в безразмерной форме имеет вид

$$\frac{d\theta_g^*(t^*)}{dt^*} = \frac{1}{T_{\Theta}^*} (\zeta_{\Theta}^*(t^*) - \theta_g^*(t^*)).$$

Здесь  $T_{\Theta}^* = T_{\Theta} / \tau_{ad}$  – интегральный временной масштаб флуктуаций температуры среды;  $\zeta_{\Theta}^*(t^*)$  – источник флуктуаций, который генерирует компьютер (белый шум).

#### 2.2. Результаты прямого численного моделирования

Система СОДУ для температуры частиц и флуктуаций температуры среды численно интегрируется на основе современных модифицированных методов Рунге – Кутты [3].

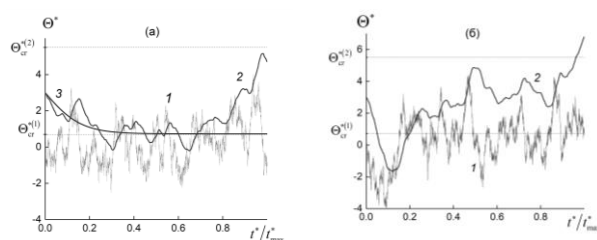


Рис. 1. Пример расчета случайной динамики температуры частиц: (а) без взрыва, (б) со взрывом: 1 – флуктуации температуры среды; 2 – температура частиц.

На рис. 1 показаны случайные траектории температуры частиц. Существует критическая начальная температура частиц, превышение которой всегда приводит к ее воспламенению  $\Theta_{cr}^{*(2)}$ . Если температура частицы ниже критического значения  $\Theta^* < \Theta_{cr}^{*(2)}$ , то теплового взрыва не произойдет. Случайные флуктуации температуры среды приводят к возникновению теплового взрыва даже в случае, когда в детерминированной ситуации система стабильна. Этот подход реализует метод описания



Лагранжа.

### 3. ЗАМКНУТОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ФПВ

ФПВ случайной температуры частиц определяется в соответствии с аксиоматической теорией случайных процессов А.Н. Колмогорова как результат осреднения случайных траекторий температуры частиц в фазовом пространстве [4]

$$\Phi(\Theta^*, t^*) = \langle \delta(\Theta^* - \Theta_p^*(t^*)) \rangle.$$

Здесь угловыми скобками обозначается результат осреднения по ансамблю случайных реализаций.

На основе уравнений для осредненной температуры частиц и флуктуаций температуры среды нами получено замкнутое уравнение для ФПВ

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi(\Theta^*, t^*)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \Theta^*} \left[ \left( -\frac{1}{\tau_\Theta} \Theta^* + W_\Theta(\Theta^*) \right) \Phi(\Theta^*, t^*) \right] = \\ = \frac{\langle \Theta_g^{*2} \rangle}{\tau_\Theta} \frac{\partial}{\partial \Theta^*} \left[ f_\Theta(\Theta^*, t^*) \frac{\partial \Phi(\Theta^*, t^*)}{\partial \Theta^*} \right]. \end{aligned}$$

Здесь  $W_\Theta(\Theta^*)$  – мощность тепловыделения за счет экзотермических химических реакций;  $f_\Theta(\Theta^*, t^*)$  – функция отклика температуры частиц на флуктуации температуры среды.

Задается начальное распределение ФПВ

$$\Phi(\Theta^*, t^*) \Big|_{t^*=0} = \Phi_0(\Theta^*).$$

Нами разработана оригинальная методика численного решения уравнения для ФПВ, основанная на построении консервативной разностной схемы в пространстве температур. Метод описания на основе ФПВ – это подход Эйлера.

### 4. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА ФПВ НА ОСНОВЕ ДВУХ ПОДХОДОВ

Представлено сопоставление эмпирической ФПВ и ФПВ, рассчитанной на основе замкнутого уравнения.

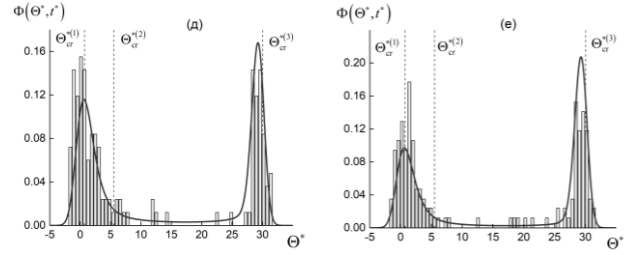
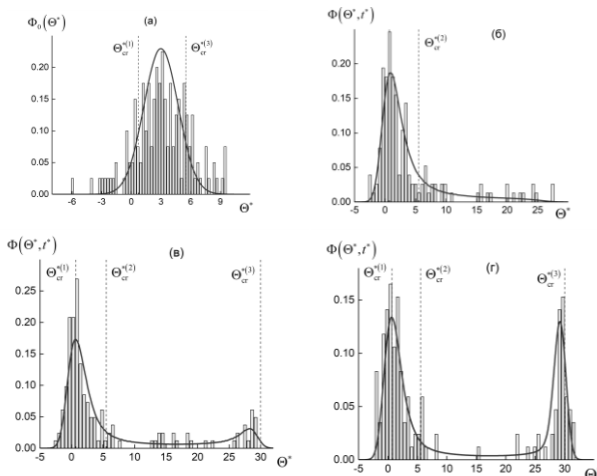


Рис. 2. Динамика изменения ФПВ температуры частиц. Столбики – эмпирическая ФПВ, линии – решение замкнутого уравнения для ФПВ: (а)  $t = 0$ , (б) – 15, (в) – 37, (г) – 60, (д) – 80, (е) – 100.

На рис. 2 представлено изменение ФПВ случайной температуры частиц. Температура  $\Theta_{cr}^{(3)}$  соответствует устойчивой температуре горения. Для детерминированной ситуации, когда начальная температура частиц ниже критического значения  $\Theta_{cr}^{(2)}$ , теплового взрыва не происходит. Однако, в случайном поле температур с течением времени температуры частиц мигрируют к критическому значению и происходит тепловой взрыв. Это иллюстрируется на бимодальном распределении заметным максимумом ФПВ при высокой температуре горения.

### 4. ВЫВОДЫ

На основе современных методов теории случайных процессов и прикладного функционального анализа исследовано влияние флуктуаций температуры среды на динамику потери тепловой устойчивости частиц с экзотермической химической реакцией в случайном поле температур. Реализованы два принципиально различных подхода: прямое численное моделирование на основе решения систем СОДУ и построения эмпирической ФПВ и численного решения замкнутого уравнения для ФПВ. Показано, что в случайном поле температуры динамика теплового взрыва принципиально отличается от детерминированной ситуации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-08-01061).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Warnatz J., Maas U., Dibble R.W., Combustion. Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulations, Experiments, Pollutant Formation, Springer, 2001.
2. Derevich I. V. Influence of temperature fluctuations on the thermal explosion of a single particle. Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2011. V. 47. P. 538-547.
3. Burrage K., Burrage P.M. High strong order explicit Runge-Kutta methods for stochastic ordinary differential equations. Applied Numerical Mathematics. 1996. V. 22. P. 81-101.
4. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980.

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕГЕНЕРАТИВНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА ДЛЯ ВЕНТИЛЯЦИИ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СМЕНОЙ НАПРАВЛЕНИЯ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА

### АННОТАЦИЯ

Разработана двумерная математическая модель регенеративного теплообменника для системы вентиляции с периодическим изменением направления потока воздуха. Такая система позволяет значительно экономить тепловую энергию для обогрева жилого помещения в зимний период. Результаты расчетов по двумерной модели сопоставлены с расчетами по одномерной модели и с экспериментальными данными. Сформулировано определение энергетической эффективности в терминах снижения потери тепловой энергии. Показано, что эффективность регенеративного теплообменника может быть больше 90%. Методом численного моделирования проведены параметрические исследования и определено влияние рабочих и конструктивных параметров теплообменника на энергетическую эффективность его работы. В численных расчетах выявлена группа параметров, которые наиболее сильно влияют на энергетическую эффективность системы вентиляции, и даны рекомендации по оптимизации этих параметров.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В странах с холодным климатом (таких как Россия, Канада, Норвегия, Финляндия) в жилых зданиях в зимний период возникают тепловые потери, обусловленные вентиляцией воздуха. Доля этих потерь в общем энергетическом балансе здания, по разным источникам, может достигать 50%. Одним из наиболее перспективных способов снижения тепловых потерь, обусловленных вентиляцией в зимний период является утилизация теплоты вытяжного воздуха для нагрева приточного за счет периодического изменения направления воздушного потока через регенеративный теплообменник [1, 2]. Принципиальная схема такой энергосберегающей системы вентиляции довольно проста. Вытяжной теплый воздух проходит через твердую неподвижную теплоаккумулирующую среду, которая поглощает часть тепловой энергии воздуха. Затем (в фазе притока) воздух движется в обратном направлении, причем холодный наружный воздух, проходя через теплоаккумулирующую среду, нагревается. Такие регенеративные теплообменники, как правило, достаточно компактны и не требуют для своей работы значительной электрической мощности, при этом они могут обеспечить потребности вентиляции как целых объектов, так и отдельных помещений в многоэтажных зданиях. В

качестве теплоаккумулирующей среды может служить теплообменная матрица с продольными воздушными каналами. Эффективность такой системы вентиляции зависит от большого количества конструктивных и режимных параметров, а также от свойств используемых материалов. В данной работе, исходя из двумерной модели [3], численными методами проведено параметрическое исследование с целью определить влияние рабочих и конструктивных параметров регенеративного теплообменника на его энергетическую эффективность  $E_f$ .

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Теплообменная матрица имеет ячеистую структуру, т.е. представляет собой огромное множество одинаковых сквозных каналов, разделенных тонкими перегородками. В силу симметрии можно считать, что все каналы теплоизолированы друг от друга. Таким образом, в модели можно рассмотреть только одиночный канал, эквивалентный одной ячейке теплообменной матрицы. В теоретической модели канал считается цилиндрическим. Радиус цилиндра  $R$  выбирается так, чтобы его площадь сечения была равно площади сечения канала теплообменной матрицы. Толщина стенки цилиндрического канала  $D$  выбирается так, чтобы площадь сечения стенки была равна соответствующей площади сечения перегородки (на одну ячейку) мультиканальной матрицы (Рис. 1). Учитывая форму и размеры канала и межканальных перегородок, можно получить необходимые для модели значения  $R$  и  $D$ . Так, например, в экспериментах [4] использовалась мультиканальная матрица с прямоугольными каналами размерами  $3.25 \times 1.5$  мм при толщине перегородки между ячейками 0.5 мм. В этом случае эквивалентный радиус круглого канала  $R = 1.25$  мм, толщина стенки  $D = 0.3$  мм.

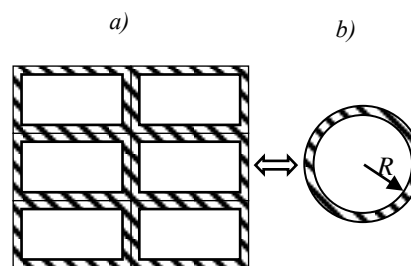


Рис.1. Ячейки теплообменной матрицы (a) и цилиндрический канал, эквивалентный одной ячейке (b).

Двумерные поля температуры воздуха  $T_g(x, r, t)$  и стенки канала  $T_s(x, r, t)$  определяются из уравнений нестационарного теплопереноса для потока воздуха и для стенки:

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} + u \frac{\partial T_g}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_g}{\partial r} \right), \text{ при } 0 < r < R,$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{a_s}{a_g} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \right), \text{ при } R < r < R+D$$

Здесь  $r$  – радиальная координата,  $x$  – координата вдоль оси канала (холодному концу канала соответствует  $x = 0$ ),  $a$  – теплопроводность,  $u$  – скорость воздуха в канале. Индекс  $g$  означает газ,  $s$  – твердое тело. Скорость ламинарного потока воздуха в канале определяется соотношением  $u = u_0(1 - r^2/R^2)$ , где  $u_0$  – скорость на оси. Средняя по сечению канала скорость воздуха периодически изменяется в соответствии с Рис.2. В фазе притока скорость равномерно возрастает от нуля до

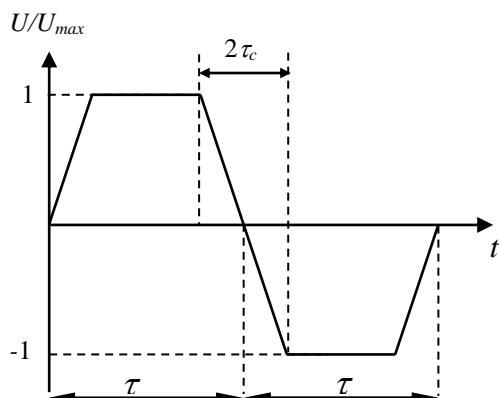


Рис. 2. Скорость воздушного потока в зависимости от времени.

максимального значения  $U_{max}$  в течении времени  $\tau_c$ , потом некоторое время остается постоянной, а затем в течении такого же времени  $\tau_c$  равномерно уменьшается до нуля. Затем начинается фаза вытяжки и скорость меняет знак на противоположный

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Параметрическое исследование проведено для двух значений радиуса канала: первый канал радиусом 1 мм, второй канал радиусом 2 мм. Физические свойства воздуха считались постоянными. В расчетах каждый из таких параметров как длительность полуцикла  $\tau$ , средняя скорость воздуха  $U$ , длина канала  $L$ , толщина стенки  $D$ , теплопроводность материала стенки  $\lambda_s$ , теплоемкость материала стенки  $c_s$ , поочередно варьировались, при этом все остальные параметры для обоих значений радиуса канала были одинаковы. Рисунок 3 демонстрирует влияние  $U_{max}$  на энергетическую эффективность при  $L = 200$  мм,  $D/R = 0.3$  для обоих значений радиуса канала. Как следует из рисунка, величина  $E_f$  убывает с ростом скорости примерно линейно при

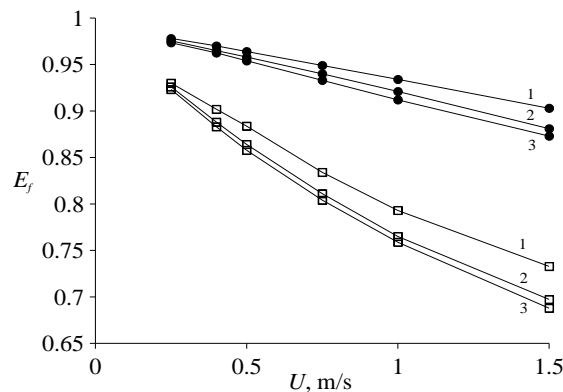


Рис. 3. Энергетическая эффективность  $E_f$  для каналов радиусом 1 мм (кружки) и 2 мм (квадраты) в зависимости от максимальной скорости воздуха для различных значений  $\tau$ : 10 с (1), 25 с (2), 40 с (3).

всех значениях  $\tau$ . Из рисунка также видно, что при небольших значениях  $U_{max}$  (меньших, чем 0.3 м/с) значения  $E_f$  очень слабо зависят от величины  $\tau$ .

В численных расчетах выявлено две группы размерных параметров, от которых зависит величина энергетической эффективности  $E_f$ . К первой группе относятся параметры, которые значительно влияют на энергетическую эффективность устройства: радиус эквивалентного канала  $R$ , максимальная средняя скорость воздуха  $U_{max}$ , длительность полуцикла  $\tau$ , длина канала  $L$ . Вторая группа включает в себя параметры, которые слабо влияют на  $E_f$ : теплопроводность и теплоемкость материала теплообменной матрицы, толщина стенки эквивалентного канала  $D$ . Сравнением результатов расчетов по двумерной и одномерной моделям показало, что одномерная модель [4, 5], в целом, неплохо описывает теплообмен в терминах средней по сечению температуры. Принятое в одномерной модели предположение  $Nu = const$  ( $Nu$  – число Нуссельта) для всего канала является вполне приемлемым для инженерных расчетов, если принять эту константу равной 6.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y.I. Aristov, I.V. Mezentsev, V.A. Mukhin. A new approach to regenerating heat and moisture in ventilation systems // Energy Building. 2008. V. 40. P. 204-208.
2. C.C. Chang, C.H. Lai, C.M. Yang, Y.C. Chiang, S.L. Chen. Thermal performance enhancement of a periodic total heat exchanger using energy-storage material // Energy Building. 2013. V. 67. P. 579-586.
3. S.P. Aktershev, I.V. Mezentsev, N.N. Mezentseva. Parametric study of a regenerative heat exchanger for ventilation with a periodic change in the air flow direction // Applied Thermal Engineering. 2021. V. 202. 117831.
4. М.И. Низовцев, В.Ю. Бородулин, В.Н. Летушко. Регенеративный теплообменник для вентиляции помещений с периодическим изменением направления воздушного потока // Теплофизика и Аэромеханика. 2015. Т. 22, № 6. С. 785-796.
5. M.I. Nizovtsev, V.Y. Borodulin, V.N. Letushko, A.A. Zakharov. Analysis of the efficiency of air-to-air heat exchanger with a periodic change in the flow direction // Applied Thermal Engineering. 2016. V. 93. P. 113-121.

## КАВИТАЦИЯ В ЖИДКИХ МЕТАЛЛАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Кавитация – это процесс образования каверн в жидких средах, обусловленный местным понижением давления, и, как следствие, в дальнейшем, их схлопывания с высвобождением большого количества энергии, сопровождаемое характерным шумом и гидравлическими ударами. В своей основе кавитация носит тот же характер действия, что и ударная волна в воздухе, возникающая в момент преодоления твердым телом звукового барьера. Явление кавитации носит локальный характер и возникает только там, где есть условия. Перемещаться в среде возникновения кавитация не может. Процесс кавитации проходит благодаря способности жидкости кипеть при нормальной температуре и низком давлении.

Целью данной работы является получение кавитации в жидком металле.

### 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

#### 2.1. Описание экспериментальной установки

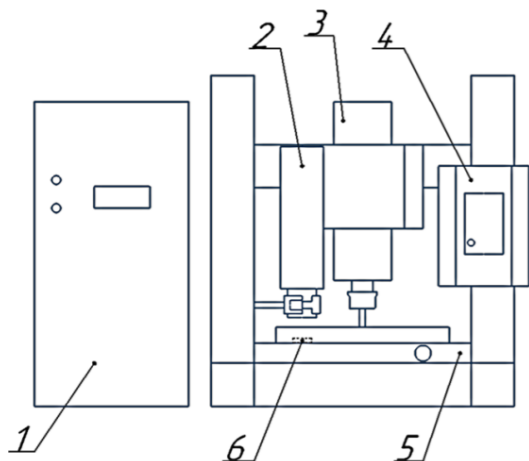


Рис.1. Принципиальная схема экспериментального стенда: 1 – чиллер, 2 – МКС-15ЭЦ, 3 – шпиндель, 4 – векторный преобразователь частоты, 5 – блок нагревательного элемента, 6 – источник гамма-излучения  $^{137}\text{Cs}$

Основным узлом экспериментального стенда является экспериментальный участок.

Экспериментальный участок выполнен из нержавеющей стали и представляет собой емкость, заполненную жидким металлом с вы-

ступом на дне. В выступ на дне устанавливается источник гамма-излучения  $^{137}\text{Cs}$ , а в жидком металле вращается диск с выполненной на нем перфорацией, которая, в свою очередь, и приводит к исследуемой кавитации. Напротив источника размещен детектор дозиметра-спектрометра МКС-15ЭЦ.

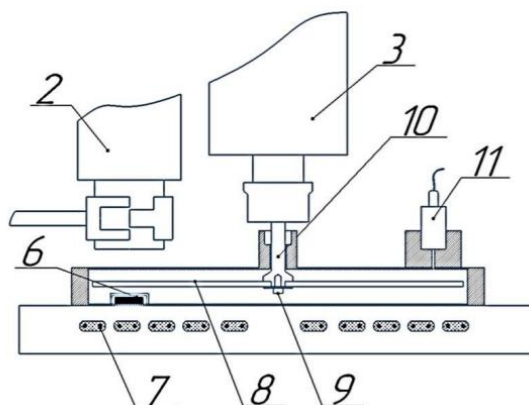


Рис.2. Рабочий участок экспериментальной установки: 2 – МКС-15ЭЦ, 3 – шпиндель, 6 – источник гамма-излучения  $^{137}\text{Cs}$ , 7 – нагревательные элементы, 8 – диск кавитации с перфорацией, 9 – зажимной винт для диска, 10 – вал шпинделя, 11 – Датчик контроля интенсивности кавитации

#### 3.1. Методика проведения эксперимента

При запуске установки первоначально включается охлаждение шпинделя и датчика кавитации. После запускается нагреватель, который разогревает исследуемый металл выше температуры плавления. При достижении необходимой температуры при помощи частотного преобразователя осуществляется попытка вращения шпинделя. Если шпиндель начинает вращаться, то задается частота вращения 300 об/мин и поддерживается в течении нескольких минут, чтобы удостовериться, что весь исследуемый металл полностью перешел в жидкое состояние. После этого при помощи частотного преобразователя частота вращения шпинделя увеличивается до тех пор, пока датчик контроля интенсивности кавитации не зафиксирует характерный для кавитации шум. При его фиксации принимается допущение, что в экспериментальном участке возникли кавитирующие области, и начинают проводиться радиометрические измерения.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Была произведена сборка экспериментального участка и проведена проверка прочности установки: перед переходом к изучению кавитации в жидком металле была протестирована работа установки на этиленгликоле – веществе, не проявляющем коррозионной активности к нержавеющей сталям. С использованием этиленгликоля была осуществлена в общей сложности 40-часовая работа кавитатора и выявлен факт нагрева шпинделя. В целях предотвращения влияния нагрева на ход эксперимента и целостность установки было установлено дополнительное охлаждение шпинделя посредством обдува

В качестве первого исследуемого образца жидкого металла был использован индий галлий – нетоксичный легкоплавкий сплав с низкой температурой плавления

Явление кавитации оказывает воздействие на поверхность диска кавитации. С помощью микроскопа были сделаны фотографии участков поверхности диска до эксперимента с индий-галлием и после. Определение кавитации было произведено по визуальному сравнению диска до и после его эксплуатации.



Рис.3. Поверхность диска до эксплуатации.



Рис.4. Поверхность диска после эксплуатации.

Основное изменение коснулось слоя латуни на кромке диска. После проведения эксперимента было замечено, что данный слой практически

полностью был убран кавитацией. На поверхности диска так же были замечены новые повреждения, которые можно заметить при детальном сравнении двух фотографий.

В ходе эксперимента было замечено неподвижное явление, а именно, - появление устойчивой пены на поверхности слоя жидкого металла. Возможно, в ходе эксперимента удалось получить пенометалл – металл ячеистой структуры с заполненными газом порами, занимающими значительную часть его объема.

### 4. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пирсол И. Кавитация. Пер. с англ. Ю.Ф.Журавленва М.: Мир, 1975. 95 с.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ ПРИ ГОРЕНИИ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время существует потребность в тепловых источниках энергии с регулируемыми температурными и мощностными характеристиками, в которых используется горение топлива.

Разработка подобных горелочных устройств позволила бы заменить электрические источники тепла, например, в производстве энергоёмких материалов, пищевой промышленности и других промышленных и бытовых применениях. Очевидно, что расходование электрической энергии для получения тепла не является оптимальной стратегией с точки зрения эффективного использования энергии от сгорания углеводородного топлива. Тепловые источники, помимо высокой эффективности, должны обладать хорошими экологическими характеристиками, в частности низким уровнем выброса NOx и отсутствием открытого пламени.

Порядка 90 % всей произведённой в мире энергии добывается посредством сжигания углеводородного топлива и, согласно прогнозам Администрации энергетической информации (США), эта доля не упадёт ниже 80 % до 2040 года при одновременном росте мирового энергопотребления на 56 %. С этим связаны такие глобальные проблемы современной цивилизации как истощение невозобновляемых энергоресурсов, загрязнение окружающей среды и глобальное потепление.

Для экологически чистого получения энергии из возобновляемых энергоносителей необходимо достоверное и высокоточное прогнозирование сопутствующих процессов как основы для выработки оптимальных технических и технологических решений.

### **2. АНОМАЛЬНАЯ ДИФФУЗИЯ ПРИ ГОРЕНИИ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ**

Поскольку углеводородное топливо непосредственно производит тепло в горелочном устройстве, общая эффективность источников тепла на основе горения может быть в два и более раз выше эффективности электрических источников тепла. Кроме того, горелочные устройства не создают электромагнитных помех и в случае использования инфракрасного излучения, генерируемого горелочным устройством, можно избежать прямого контакта нагреваемого тела с продуктами горения. Одним из путей решения этой задачи может быть создание радиационных горелок на основе фильтрационного горения газов [1, 2].

Горение газов в пористой среде имеет ряд преимуществ в сравнении с открытым сжиганием газов, так как позволяет использовать за пределами бедные смеси и получать сверхadiaбатические температуры продуктов горения [3]. Эти эффекты возникают в результате переноса тепла от продуктов горения к свежей смеси за счет теплопроводности твердого каркаса. Большой радиационный тепловой поток — еще одна важная особенность горения газов в пористой среде. Последнее обстоятельство позволяет использовать этот процесс для создания эффективных источников теплового излучения.

Классическое описание процессов диффузии базируется на законах Фика. Следствием из второго закона является классическое дифференциальное уравнение диффузии. В последние годы сформировался повышенный интерес к исследованию диффузионных процессов, не подчиняющихся закону Фика и не описывающихся классическим уравнением. Явления переноса, не укладывающиеся в классические представления, наблюдаются, например, в турбулентных потоках, в аморфных полупроводниках, высокоэнергетической плазме, пористых средах. Эти явления получили название — аномальная диффузия.

Анализ диффузии в сложной среде показывает, что обычное уравнение диффузии, основанное на законе Фика, не может моделировать аномальный характер диффузионного массопереноса, наблюдаемый в полевых и лабораторных экспериментах. Были предложены и подтверждены в литературе новые математические модели диффузионного переноса, отличные от закона Фика.

В работах [4, 5] исследуется несжимаемое однофазное и однокомпонентное течение в пористой среде, имеющее нефиковское поведение. Модель состоит из параболического уравнения для давления с однородными граничными условиями Дирихле или Неймана в сочетании с уравнением сохранения массы для концентрации, уравнением переноса для потока массы и законом Дарси для скорости. Уравнение переноса для потока массы устанавливается в предположении, что эта величина в определенной точке и в определенное время зависит от градиента концентрации в соседних точках (как во времени, так и в пространстве).

Аномальная диффузия обобщает нормальную диффузию в случае рассмотрения процессов в неоднородных и турбулентных средах. Модель аномальной диффузии была впервые использована для описания переноса заряда в аморфных полупро-

водниках. Позже, модель аномальной диффузии получила широкое распространение при описании транспортных процессов в турбулентной плазме, распространения космических лучей в галактике, изучение диффузии микроРНК в клетке.

Теория горения — одна из немногих областей, где аномальная диффузия еще не получила широкого распространения. Однако в последнее время это направление интенсивно развивается.

В основе описания процессов горения лежит диффузионная теория переноса вещества. С учетом того, что при горении развиваются турбулентности различного рода, можно предположить, что для описания процессов горения могут быть использованы модели аномальной диффузии.

В [7] изучали тепловое излучение в камере сгорания при сжигании двух видов топлив в зависимости от уровня обогащения топлива кислородом.

Модель непрерывного случайного блуждания во времени лежит в основе модели аномальной диффузии. Случайное блуждание частицы представляет собой последовательность мгновенных случайных скачков величины состояния покоя со случайными временами покоя, которые последовательно сменяют друг друга [8, 9].

Модель случайных блужданий с непрерывным временем, которая лежит в основе модели аномальной диффузии, описывается интегральным уравнением переноса.

Уравнение (1) описывает одномерные блуждания частицы в процессе случайных блужданий с непрерывным временем [10].

$$\rho(x, t) = \int_0^t Q(\tau) s_1(x, t) d\tau + \int_0^t q(\tau) d\tau \int_0^\infty p(\xi) (w_1 \rho(x - \xi, t - \tau) + w_2 \rho(x + \xi, t - \tau)) d\xi \quad (1)$$

В работе [10] приведены некоторые методы стохастического решения уравнения аномальной диффузии с дробной производной как по времени, так и по координате.

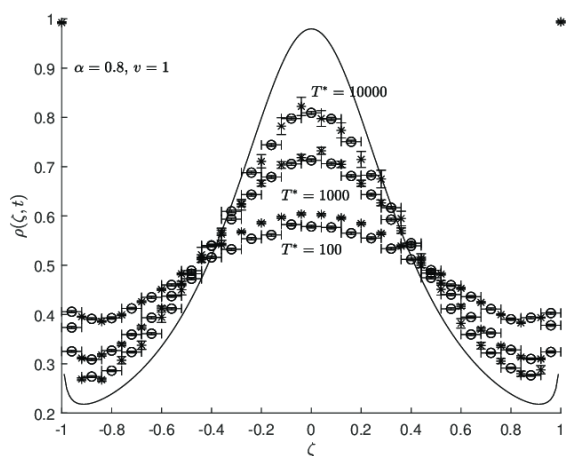


Рис. 1. Плотность распределения частиц для значения  $\alpha = 0,8$  и заданных значений  $T^*$ .

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование теории аномальной диффузии для описания процессов горения находится на начальном этапе исследования. Существующие экспериментальные исследования указывают на правомерность данного подхода.

Исследование выполнено при поддержке гранта Президента РФ по проекту НШ-28.2022.4.

### СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $\rho$  – плотность частиц, кг/м<sup>3</sup>;
- $t$  – момент времени, с;
- $x$  – ось координат;
- $\xi$  – свободный пробег частицы;
- $s$  – пространственно-временная плотность распределения источников;
- $p$  – импульс частицы;
- $w_1, w_2$  – вероятности движения в положительном и отрицательном направлении оси  $Ox$ ;
- $T^*$  – заданный момент времени, с.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Fursenko R. et al.** Experimental and numerical study of premixed flame penetration and propagation in multichannel system // *Combustion Science and Technology*. - 2018. - Т. 190. - №. 6. - С. 1023-1040.
2. **Palesskiy F. S.** Numerical study of combustion regimes and heat radiation of cylindrical porous burner // *Key Engineering Materials*. - 2016. - Vol. 685. - P. 94-98.
3. **Палесский Ф.С., Фурсенко Р.В., Минаев С.С.** Режимы фильтрационного горения газов в цилиндрической кольцевой горелке с учетом радиационного теплообмена // XXXV СИБИРСКИЙ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЙ СЕМИНАР, ПОСВЯЩЕННЫЙ 75-ЛЕТИЮ Профессора ТЕРЕХОВА ВИКТОРА ИВАНОВИЧА. Всероссийская конференция с элементами научной школы для молодых ученых. Тезисы докладов. Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН. 2019. С. 90.
4. **Barbeiro, S., Bardeji, S.G., Ferreira, J.A.** Non-Fickian convection–diffusion models in porous media. *Numer. Math.* **138**, 869–904 (2018). <https://doi.org/10.1007/s00211-017-0922-6>
5. **Ferreira, J., Pinto, L.** An integro-differential model for non-Fickian tracer transport in porous media: validation and numerical simulation. *Math. Method Appl. Sci.* **39**, 4736–4749 (2016)
6. **Garra, R.; Giusti, A.; Mainardi, F.** The fractional Dodson diffusion equation: A new approach. *Ric. Mat.* **2018**, *67*, 899–909
7. **J. W. Souza, A. A. Santos, L. L. Guarieiro, M. A. Moret,** Fractal aspects in O<sub>2</sub> enriched combustion, *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* **434** (2015) 268-272. doi:10.1016/j.physa. 2015.04.021.
8. **Li, S.N.; Cao, B.Y.** Anomalous heat diffusion from fractional Fokker–Planck equation. *Appl. Math. Lett.* **2020**, *99*, 105992, doi:10.1016/j.aml.2019.07.023.
9. **Li, S.N.; Cao, B.Y.** Anomalies of lévy-based thermal transport from the lévy-fokker-planck equation. *AIMS Math.* **2021**, *6*, 6868–6881, doi:10.3934/math.2021402.
10. **Saenko V., Kovalnogov V., Fedorov R., Chamchiyan, Y.** Numerical Solution to Anomalous Diffusion Equations for Levy Walks. *Mathematics*. **9**. 3219. 10.3390/math9243219. (2021).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА В ГИДРОГЕЛЯХ С ИММОБИЛИЗОВАННЫМИ БИОЛОГИЧЕСКИМИ МИКРООРГАНИЗМАМИ

### АННОТАЦИЯ

В результате оптического исследования процессов тепло- и массообмена в гидрогелевых материалах были получены новые данные о степени неоднородности роста микроорганизмов при их объемном инкубировании при разных температурных условиях. Проведено сравнение скорости роста биологических микроорганизмов в гидрогеле при различных способах подачи питательного вещества: через поверхность раздела образца с воздушной средой и через проточный микроканал в геле. Полученные результаты позволят разработать методики для контроля и управления ростом микробиологических объектов в объеме гелевых систем в области трехмерной печати, в частности, в развивающейся технологии регенеративной медицины и биопринтинга.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Гидрогели в настоящее время являются предметом научных исследований, так как обладают широким потенциалом для применения в высокотехнологичных направлениях, таких как биомедицина, фармацевтика, биотехнология в части создания трехмерных матриц биологических тканевых структур и органов [1-3]. Под гелями обычно понимают гетерогенные системы, дисперсная фаза которых связана между собой межмолекулярными взаимодействиями, а дисперсионная, заполняющая свободное пространство, является капельной жидкостью. Важной особенностью гидрогелей из агарозы и желатина является биосовместимость с широким кругом микробиологических и клеточных культур. Среди факторов, препятствующих росту числа клеток в гидрогелевых образцах, необходимо учитывать следующие: недостаток питательной среды и кислорода при доставке к клеткам диффузионным путем, механическое сопротивление геля при росте микроорганизмов, выделение клетками продуктов метаболизма, ингибирующих их рост, необходимость поддержания температурного режима для микроорганизмов. При этом встает вопрос о поиске оптимальной температуры для гидрогелевого образца с иммобилизованными биологическими микроорганизмами. С одной стороны, гидрогели на основе агарозы начинают проявлять свойства структурированной дисперсной фазы в интервале температур от 35°C до 25 °C, с другой стороны температура культивирования стволовых клеток и используемых в данной работе модельных

микроорганизмов составляет 30-36 °C [4].

Целью теплофизических исследований данной работы являлось экспериментальное изучение роста биологических микроорганизмов в объеме при значениях температур в крайних границах диапазона формирования гидрогеля.

Другим важным условием для выживаемости иммобилизованных биологических микроорганизмов является доставка питательных веществ и кислорода в объем гелей, в противном случае, рост клеток будет происходить только на поверхности гелевого образца [5]. Доставка питательных сред и кислорода при объемном культивировании биологических микроорганизмов может быть осуществлена за счет формирования искусственных каналов внутри геля, которые аналогичны кровеносных капиллярам в биологических тканях [6]. Второй задачей экспериментальных исследований являлось изучение роста микроорганизмов при разных способах подачи кислорода в объем геля.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДОЛОГИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Для измерения закономерностей роста микроорганизмов в гелях использовался метод абсорбционной спектроскопии, основанный на селективном поглощении различных длин волн света при прохождении через оптически-прозрачные среды. Для измерения интенсивности пропускания света через гелевый образец 2, находящийся в оптически прозрачной кювете 1 размером 10×10 и высотой 43 мм, использовался спектрофотометр Shimadzu UV-1280 7 с подъемной системой 5 для спектроскопического исследования оптической проницаемости в рабочей области 3 (рис.1). Объем геля в кювете составлял 2 мл, остальное пространство кюветы было заполнено воздухом, из которого поступал кислород к иммобилизованным в гель микроорганизмам. Сканирование гелевых образцов проводилось методом оптического зондирования рабочей области, высота которой составляла 7 мм с отступом 2 мм от межфазной границы воздух-гель.

Для исследования процессов тепло - и массопереноса с целью определения развития биологических микроорганизмов использовались гидрогелевые образцы на основе агарозы 0,6% и желатина 2%. В качестве микроорганизмов использовались клетки культуры *Pichia polymorpha* Y-314 концентрацией 0,04 мг/мл и с добавлением питательной среды на этапе приготовления образцов.



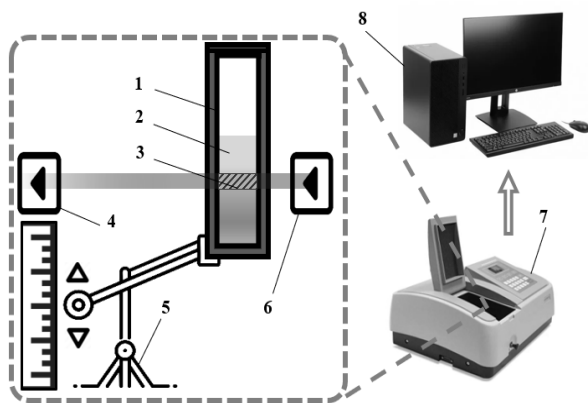


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – оптическая кювета 10×10×43мм; 2 – гидрогель; 3 – рабочая область сканирования; 4 – фотоприемник спектрометра; 5 – подъемная система; 6 – источник света спектрометра; 7 – спектрометр; 8 – компьютер.

Для измерения оптического пропускания света через гидрогели была выбрана длина волны 540 нм. Особенностью многих биологических микроорганизмов является их комплексная возможность поглощения в диапазоне между 400 нм и 600 нм, а также выбранная длина волны наиболее близка к поглощению гемоглобина - белка, содержащегося в эритроцитах [7]. Снижение оптического пропускания на выбранной длине волны отождествлялось с ростом микроорганизмов.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 представлены экспериментальные результаты, отражающие зависимость неоднородного роста биологических микроорганизмов в гидрогеле при разных температурных режимах их культивирования: при температуре 25 °С, характеризующей завершение процесса полимеризации гидрогеля и температуре 36 °С – благоприятной для культивирования микробиологических объектов [4].

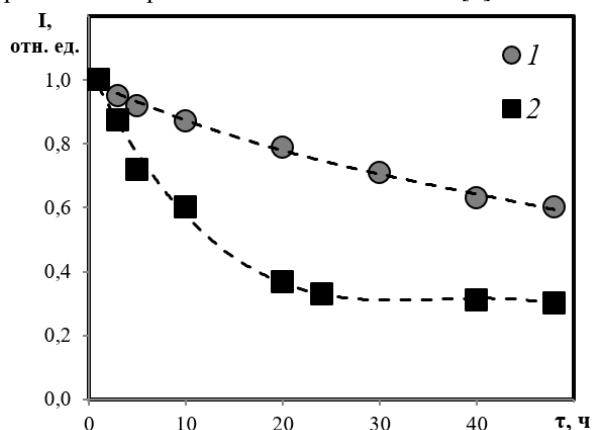


Рис.2. Интенсивность пропускания гелевых образцов с биологическими микроорганизмами от времени при различных температурах: 1 – 25 °С; 2 – 36 °С.

Рост микроорганизмов в геле наблюдался на небольшой глубине от границы поверхности воздух-гель и лимитировался диффузионно-массовой

проводимостью кислорода, зависящей в свою очередь от температуры. В экспериментах при температуре 36 °С интенсивность пропускания образца изменилась на 60% от первоначального значения, что свидетельствует об увеличении количества микроорганизмов. Но в связи с ограниченным количеством кислорода в объеме воздуха, заключенного в кювете, рост микроорганизмов в последующие 24 ч прекращался. При температуре 25 °С изменение пропускания за все время эксперимента составило около 40%, при этом не достигнув значений пропускания света, по сравнению с температурным режимом при 36 °С.

Полученные экспериментальные данные показали, что рост микробиологических объектов в объеме геля происходит и при температуре ниже оптимальной для развития используемых микроорганизмов, но с меньшей интенсивностью.

Эксперименты по исследованию процессов массопереноса в объем геля проводились двумя способами подачи кислорода к микроорганизмам. В первом образце кислород из воздуха поступал к биологическим микроорганизмам через проточный канал диаметром  $d=1$  мм. Во втором образце подача кислорода к биологическим микроорганизмам осуществлялась из свободного объема кюветы, заполненного воздухом, через границу раздела воздух – гель. В обоих образцах была выбрана одинаковая область для измерения концентрации биологических микроорганизмов во времени. На рис.3 показана зависимость интенсивности пропускания света от времени на длине волны 540 нм при температуре 36 °С.

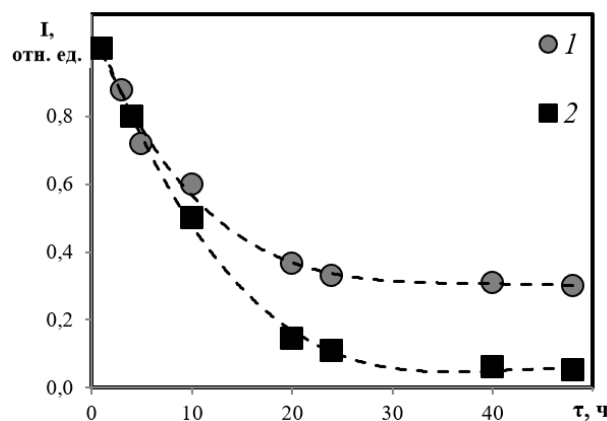


Рис.3. Интенсивность пропускания гелевых образцов с биологическими микроорганизмами от времени при разных способах подачи кислорода: 1 – поступление кислорода через поверхность из свободного объема кюветы; 2 – подача кислорода через проточный канал с  $d=1$  мм.

Как видно на рис.3, при обеспечении биологических микроорганизмов в гелевом образце с непрерывной подачей кислорода через канал, интенсивность пропускания значительно уменьшилась по сравнению с подачей кислорода через границу раздела. Полученные экспериментальные данные показывают, что наличие канала обеспечивает непрерывный рост клеток в объеме геля в течении

исследуемого времени. Скорость роста микроорганизмов в образце без канала, несмотря на повышенную температуру, лимитируется недостатком кислорода, из-за чего впоследствии рост клеток останавливается, несмотря на наличие питательных веществ в составе геля.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены новые закономерности, отражающие зависимость скорости роста биологических микроорганизмов, иммобилизованных в гидрогели, при диффузии кислорода через границу раздела и через проточный канал в объем геля. При культивировании биологических микроорганизмов с помощью каналов показана возможность равномерного увеличения их концентрации по всему объему, а не только вблизи внешней границы. Получены новые данные о возможности внутриобъемного развития биологических микроорганизмов в гидрогелях при температурах ниже оптимальной, используемой для культивирования микроорганизмов.

*Настоящее исследование проведено при финансовой поддержке Московского Политехнического Университета в рамках гранта имени В.Е. Фортова.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Sharma S, Tiwari S.** A review on biomacromolecular hydrogel classification and its applications // *Int J Biol Macromol.* 2020. V.1. № 162. P. 737-747.
2. **Николаева Е.Д.** Биополимеры для клеточной и тканевой инженерии // *Журнал Сибирского федерального университета. Биология.* 2014. № 7. С. 222-233.
3. **Kim Y. et al.** Biofabrication of 3D printed hydroxyapatite composite scaffolds for bone regeneration // *Bio-medical Materials.* 2021. V. 16. № 4. P. 045002.
4. **V. G. Pokusaev, S. P. Karlov, D. A. Nekrasov et al.** Agarose gels with bioresorbable additives: The kinetics of the formation, structure, some properties. *Chemical Engineering Transactions.* 2019. V.74. P. 1171-1176.
5. **Б. Г. Покусаев, А. В. Вязьмин, Н. С. Захаров и др.** Нестационарный массоперенос питательных веществ в гелях с каналами различной пространственной структуры // *Теоретические основы химической технологии.* 2020. Т. 54. № 2. С. 163-175.
6. **Jakab C., Norotte C., Marga F. et al.** Tissue engineering by self-assembly and bioprinting of living cells // *Biofabrication.* 2010. V. 2. № 2. P. 022001.
7. **И. В. Красников, В. Е. Привалов, А. Ю. Сетейкин, А. Э. Фотиади.** Распространение оптического излучения в биологических тканях // *Вестник Санкт-Петербургского университета. Медицина.* 2013. № 4. С. 202-217.

А.В. Минаков<sup>1-2</sup>, М.И. Пряжников<sup>1-2</sup>, Д.В. Гузей<sup>1-2</sup>, А.И. Пряжников<sup>1</sup>, В.А. Жигарев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет,  
660041, Красноярск, пр-т Свободный, 79

<sup>2</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, 1

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЫТЕСНЕНИЯ НЕФТИ ИЗ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ С ПОМОЩЬЮ СУСПЕНЗИЙ НАНОЧАСТИЦ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционным способом изучения способов увеличения нефтеотдачи является лабораторные фильтрационные эксперименты по заводнению кернов (образец горной породы). Фильтрационные исследования на керне дают некоторую информацию о кинетике и количестве вытесненной нефти, однако имеет ряд недостатков, например, сложность и длительность проведения испытаний, отсутствие наблюдения за механизмом и явлениями, происходящими на микроуровне пор, а также воспроизводимость результатов. В качестве альтернативы исследованиям на керне в последние годы интенсивно развиваются микрофлюидные исследования. Микрофлюидные модели пористой среды, в которых характерный размер каналов составляет от нескольких микрон до сотен микрон, активно используются в исследованиях по увеличению нефтеотдачи [1]. Преимуществами микрофлюидного исследования являются отличная визуализация процессов вытеснения нефти из модели пористой среды, простая очистка и возможность многократного использования микрофлюидного чипа, широкий диапазон температуры и давления исследований, отличная химическая совместимость.

Еще одной перспективной технологией, которая в перспективе может дать значительный эффект при внедрении является использование наносуспензий для увеличения нефтеотдачи при заводнении пласта. Об этом свидетельствуют появившиеся в последние годы работы, в которых указывается, что использование наносуспензий может существенно повысить объемы извлечения нефти из пласта [2]. Несмотря на то, что применение наносуспензий в настоящее время интенсивно изучается в лабораторных исследованиях на керне, механизмы влияния добавки наночастиц на увеличения коэффициента вытеснения нефти еще до конца не изучены.

В работе проведены микрофлюидные и фильтрационные эксперименты процесса вытеснения нефти с помощью суспензий наночастиц.

### 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Было рассмотрено несколько десятков суспензий наночастиц оксида кремния на водной основе. В отличие от исследований, проведенных нами ранее, в которых наносуспензии готовились из сухих нанопорошков, в данной работе впервые были рассмотрены разбавленные силиказоли, предоставлен-

ные для исследований компанией РусСилика. Размер наночастиц варьировался от 10 до 35 нм. Массовая концентрация наночастиц в суспензиях варьировалась от 0.125 до 2 мас.%.

Анализ седиментационных экспериментов показал, что рассмотренные наносуспензии, полученные разбавлением силиказолов, обладают очень высокой коллоидной устойчивостью. Суспензии остаются устойчивыми в течение нескольких месяцев после их приготовления.

На микрофлюидной модели пористой среды из кварцевого стекла проведено систематическое исследование влияния добавки наночастиц на эффективность вытеснения нефти с помощью различных наносуспензий. В работе использовался микрофлюидный чип, позволяющий моделировать сложную пористую структуру горной породы. Микрофлюидный чип изготовлен травлением натриево-известкового стекла фтористым водородом с последующим термосклеиванием. Пористая область чипа имеет размер 10×60 мм×мм. Пористая область формируется сетью микроканалов. Каналы имеют сужения или «поры», которые распределены случайным образом, чтобы имитировать естественную структуру породы. Сетка содержит 38 пор с Ø63 мкм, 40 пор с Ø85 мкм и 50 прямых каналов.

Фильтрационные эксперименты проводились на кернах диаметром 3 см. Проницаемость породы, определённая по воздуху, в исследованиях варьировалась от 0,4 до 250 мД, пористость от 10 до 22%. Через насыщенные нефтью керны прокачивалась суспензия наночастиц с постоянным расходом и с фиксацией объёма вытесненной жидкости с помощью мерных пробирок. Коэффициент вытеснения нефти определялся как отношение вытесненного объёма флюида к объёму насыщенного флюида, определённого по разнице масс ненасыщенного и насыщенного керна. В работе использовалась нефть с плотностью 850 кг/м<sup>3</sup> и коэффициентом вязкости 24.6 мПа с при комнатной температуре.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведена серия экспериментов процесса вытеснения нефти из микрофлюидной модели с помощью модельной пластовой воды и рассматриваемых наносуспензий. Были получены картины процесса вытеснения нефти водой и наносуспензий. Картина вытеснения водой и наносуспензий существенно отличаются (см., например, рис. 1).

Проведены фильтрационные эксперименты по вытеснению нефти из модельных кернов с помощью различных наносуспензий. Фильтрационные

исследования были проведены на образцах модельного керна с проницаемостью 250мД.

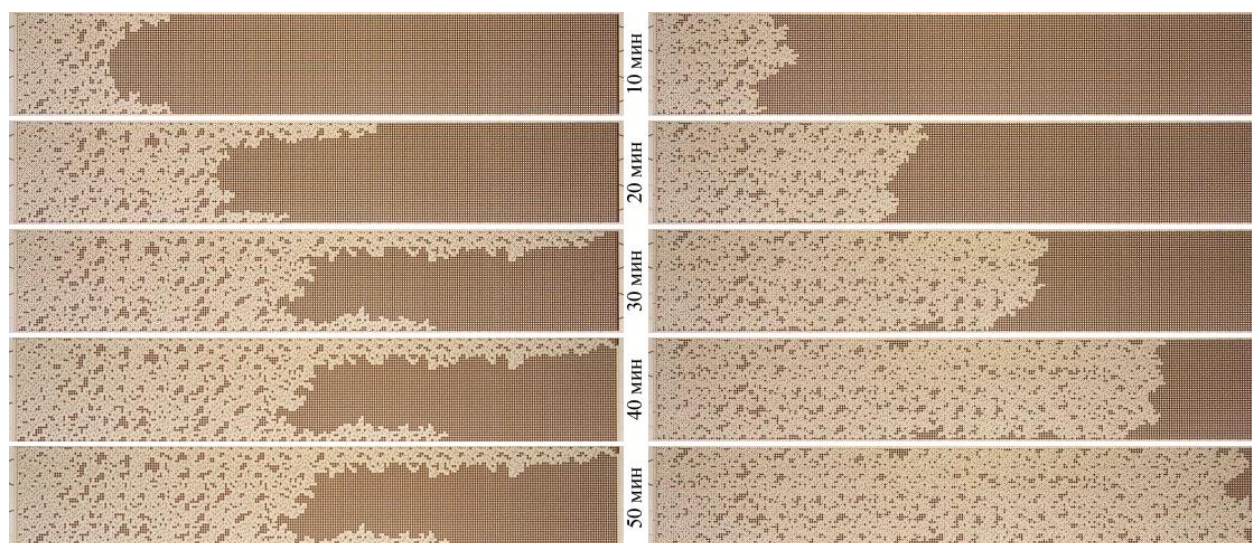


Рис. 1. Фотографии вытеснения нефти из микрофлюидного чипа водой (слева) и наносуспензией 2 мас. %.

Установлено, что с увеличением концентрации наночастиц в вытесняющей жидкости коэффициент вытеснения нефти возрастает. Было показано, что значительное увеличение нефтевытеснения наблюдается уже при низких концентрациях наночастиц (0,125-0,25%). Максимальное приращение коэффициента вытеснения нефти из микрофлюидной модели составило около 70% по сравнению с водой, а из образцов горной породы 46%.

Основные факторы, влияющие на коэффициент вытеснения нефти. К этим факторам относятся вязкость, плотность, межфазное натяжение, смачиваемость [3]. Было установлено, что основным фактором, влияющим на коэффициент вытеснения, является смачиваемость поверхности.

Добавка наночастиц в воде снижает нефтесмачиваемость поверхности и изменяет силы межфазного натяжения, способствуя вымыванию капиллярно удержанной нефти [4].

В рамках микрофлюидных и фильтрационных экспериментов была установлена зависимость коэффициента вытеснения нефти от размера наночастиц. Было показано, что при прочих равных условиях коэффициент вытеснения нефти с помощью наносуспензий возрастает с уменьшением размера наночастиц. Такое поведение обусловлено зависимостью коэффициента межфазного натяжения на границе нефть/наносуспension и краевого угла смачивания в точке контакта нефть/горная порода/наносуспension от размера наночастиц. С уменьшением размера наночастиц коэффициент межфазного натяжения уменьшается, а гидрофилизирующая способность суспензии, напротив, увеличивается. Все это способствует вымыванию капиллярно удерживаемой в порах нефти и лучшему отмыванию поверхности зерен песчаника от нефтяных пленок.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Микрофлюидное исследование может быть крайне полезным для понимания механизмов процесса вытеснения. Проведение микрофлюидных экспериментов по вытеснению нефти с помощью наносуспension позволило получить важный для практики лабораторных исследований результат. Было показано, что на микрофлюидных моделях чипа качественно полностью подтверждены все результаты фильтрационных экспериментов по вытеснению нефти из керна с помощью наносуспension. Этот подтверждает возможность использования микрофлюидных чипов для быстрой оценки эффективности разрабатываемых составов.

*Исследование выполнено в рамках государственного задания ФГАОУ ВО Сибирскому федеральному университету (номер FSRZ-2020-0012).*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pryazhnikov M.I., Minakov A.V., Pryazhnikov A.I., Denisov I.A. and Yakimov A.S.** Microfluidic study of the effect of nanosuspensions on enhanced oil recovery // *Nanomaterials*. 2022. Vol. 12. No. 3. P.520.
2. **Gogoi S. and Gogoi S.B.** Review on microfluidic studies for EOR application // *J. Pet. Explor. Prod. Technol.* 2019. Vol. 9. P. 2263–2277.
3. **Minakov A.V., Pryazhnikov M.I., Zhigarev V.A., Rudyak V.Y. and Filimonov S.A.** Numerical study of the mechanisms of enhanced oil recovery using nanosuspensions // *Theor. Comput. Fluid Dyn.* 2021. Vol. 35. P. 477–493.
4. **Minakov A.V., Pryazhnikov M.I., Suleymana Y.N., Meshkova V.D. and Guzei D.V.** Experimental study of nanoparticle size and material effect on the oil wettability characteristics of various rock types // *J. Mol. Liq.* 2021. Vol. 327. No. 114906.

В.С. Штелинг, А.Т. Комов, А.В. Захаренков, П.П. Щербаков, Ю.В. Вершинина,  
А. Н., Варава, А.В. Дедов

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,  
111250, Москва, Красноказарменная, 14

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОСЪЁМА ДИСПЕРГИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ОТ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ИНДУКЦИОННОМ НАГРЕВЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее перспективных и эффективных способов охлаждения высокотемпературной поверхности является использование диспергированного теплоносителя [1]. Этот процесс теплообмена мало изучен. Известны модели, описывающие эти сложные процессы [2-4], однако считать их исчерпывающими вряд ли возможно. По этой причине экспериментальные исследования в данной области теплообмена имеют важное значение.

В данной работе представлены результаты исследований охлаждения диспергированным потоком воды высокотемпературной поверхности на модернизированном рабочем участке экспериментального стенда, моделирующем условия теплообмена в термоядерных установках, приведено критериальное уравнение теплообмена.

Подробное описание методики эксперимента, а также схемы экспериментальной установки приведено в работах [5,6].

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлена экспериментальные данные о зависимости плотности теплового потока от перепада температур на стенке. Можно отметить наличие следующих режимов теплообмена: 1 – эффективный теплосъем; 2 - переходный режим; 3 - режим пленочного кипения, при котором температура стенки превышает температуру Лейденфроста. Можно отметить, что температура перехода к пленочному кипению растет с увеличением расхода теплоносителя, при этом растет плотность орошения:

$$j = \frac{G}{S_M}, \quad (1)$$

где  $G$  – массовый расход охлаждающей жидкости,  $S_M$  – площадь охлаждаемой поверхности мишени.

По закону Фурье рассчитывается плотность теплового потока в стационарном режиме теплообмена

$$q_c = \lambda \frac{\bar{T}_2 - \bar{T}_1}{x_2 - x_1}, \quad (2)$$

где  $\bar{T}_1$ ,  $\bar{T}_2$  -осредненные температуры двух сечений мишени с координатами  $x_1, x_2$ .

Расчет теплоотдачи проводят по закону Ньютона-Рихмана:

$$\alpha = \frac{q_c}{\Delta T_c} = \frac{q}{T_c - T_s}, \quad (3)$$

где  $\Delta T_c = T_c - T_s$  – температурный напор на стенке.

### 3. КРИТЕРИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ТЕПЛОТДАЧИ

Для первичного описания процесса теплообмена между стенкой и диспергированным потоком использованы следующие безразмерные комплексы:

$$Nu = \frac{\alpha d_k}{\lambda_n}, \quad \theta = \frac{T_c - T_s}{T_s},$$

$$Re = \frac{w_{пр} d_m}{\nu}, \quad w_{пр} = \frac{G}{\rho S_M},$$

где  $d_k$  -средний диаметр капли,  $\lambda_n$  - теплопроводность пара, который создается между каплей и стенкой,  $j$  – массовая плотность диспергированного потока, определяемая по (1).

Критериальное уравнение имеет вид:

$$Nu = 3,38 Re^{0,53} \theta^{0,66} Pr_c^{0,4}. \quad (4)$$

На рис. 2 приведены результаты расчетов по (4) для режима эффективной теплоотдачи.

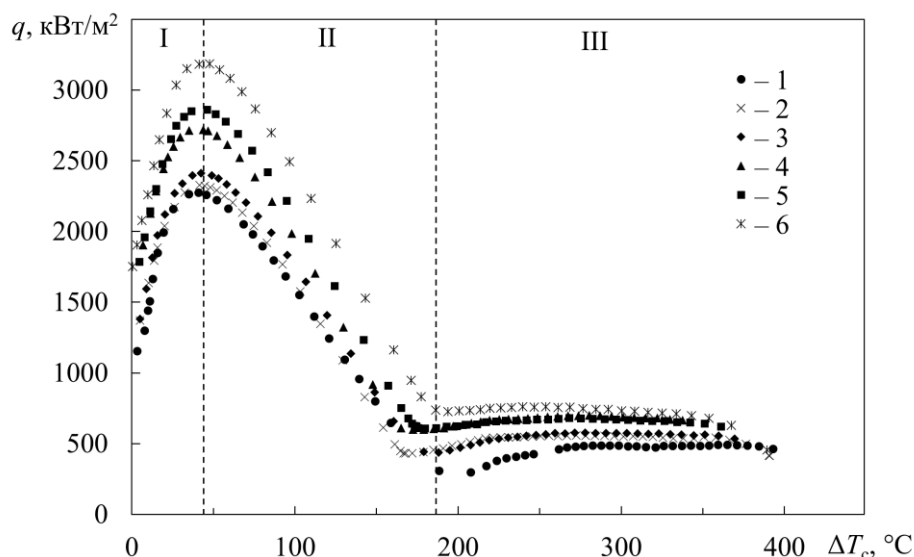


Рис. 1. Зависимость плотности теплового потока от температуры стенки для всех исследованных режимов: 1 –  $j = 1.67 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ , 2 –  $j = 1.92 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ , 3 –  $j = 2.22 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ , 4 –  $j = 2.48 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ , 5 –  $j = 2.68 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ , 6 –  $j = 3.11 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$

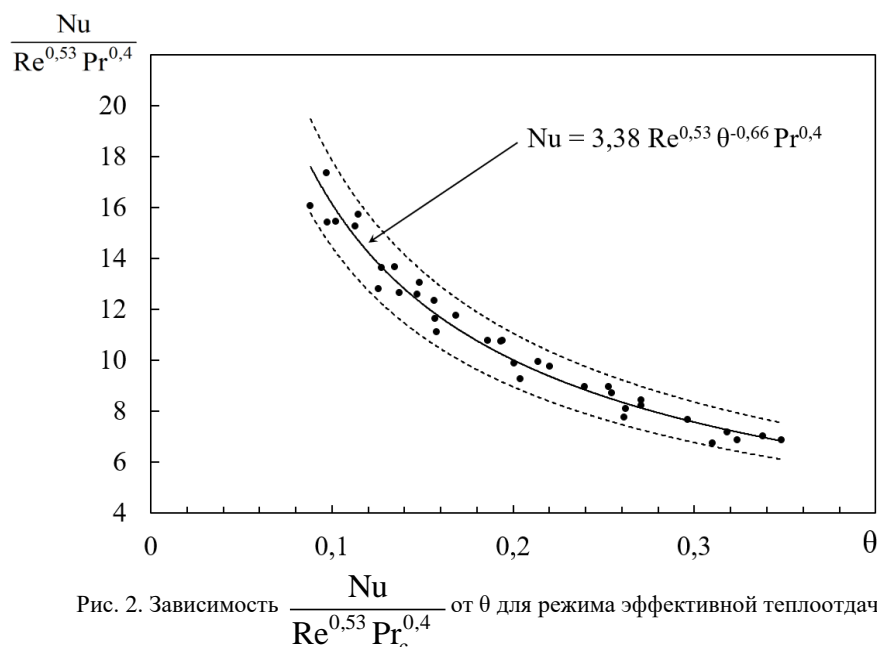


Рис. 2. Зависимость  $\frac{Nu}{Re^{0.53} Pr^{0.4}}$  от  $\theta$  для режима эффективной теплоотдачи

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены экспериментальные данные по изучению эффективности теплообмена диспергированного потока с высокотемпературной поверхностью в широком диапазоне рабочих параметров. На основании полученных данных рассчитаны коэффициенты теплоотдачи, построены графики зависимостей  $q(\Delta T_c)$  и безразмерной теплоотдачи.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ №21-79-10179

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mudawar, I.** Assessment of high heat-flux thermal management schemes, *IEEE Trans. Compon. Packag. Technol.*, Vol. 24, pp. 122–141, 2001.
2. **Youssef, M.R.** Modeling the effect of a spray on a

liquid film on a heated surface / *M.R. Youssef // PhD Thesis, Dept. of Civile and Environmental Engineer, West Virginia University, – 2007.*

3. **Study** on heat transfer performance of spray cooling, model and analysis / *Zhao, R., Cheng, W., Liu, Q., Fan, H. // Heat Mass Transfer. – 2010. – Vol. 46. – pp. 821–829.*
4. **Kazachkov, I. V.** Heat transfer and dynamics of the droplet on a superheated surface / *I. V. Kazachkov // Heat Mass Transfer, Issue 2. – 2012. – Vol. 7. – pp. 47–57.*
5. **Development** of the design of a new working section cooled by a dispersed coolant flow for a stand with induction heating / *A V Dedov et al 2022 J. Phys.: Conf. Ser. 2150 012016*
6. **Штелинг В.С., Ильин В.В., Комов А.Т., Щербakov П.П.** Теплосъем и термостабилизация высокотемпературных поверхностей диспергированным потоком теплоносителя // *Вестник МЭИ. 2021. № 5. С. 19–26.*

## МЕХАНИЗМ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ С ИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с глобальным потеплением и изменением климатических условий в последние годы появился широкий интерес к контролю выбросов углекислого газа – одной из наиболее важных экологических проблем. Лучший способ решения данной проблемы – геологическое хранение  $\text{CO}_2$ , выделяемого в атмосферу. Углекислый газ при выбросе от электростанций может быть уловлен, сжат, транспортирован и сохранен в подземных резервуарах, где он может находиться под давлением выше 8 МПа (для  $\text{CO}_2$   $P_{\text{кр}}=7.38$  МПа).  $\text{CO}_2$  должен закачиваться в глубокие неиспользованные угольные шахты, истощенные нефтяные и газовые резервуары, обеспечивающие пропускную способность сотен миллиардов тонн  $\text{CO}_2$ . Как известно, сверхкритический (СК)  $\text{CO}_2$  обладает плотностью подобной жидкости и сжимаемостью подобной газу, поэтому он может храниться в больших количествах и легко занимать доступное пространство целиком. Эти превосходные физические свойства СК  $\text{CO}_2$  также можно использовать в качестве нового рабочего агента вместо воды для извлечения тепла из горячей сухой породы, что является очень перспективным. Очевидно, что хранение  $\text{CO}_2$  в резервуаре-хранилище зависит от  $PT$ -состояния системы порода + СК  $\text{CO}_2$  и влияет на изменение теплопереноса через пласт.

Цель работы – создание модели процесса теплопереноса в резервуарном угольном пласте на основе измеренных температурных зависимостей свойств угля, что позволяет контролировать стабильность условий хранения  $\text{CO}_2$  в резервуаре.

### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Представлены новые экспериментальные данные термодинамически согласованных температурных зависимостей теплоемкости, теплопроводности и температуропроводности черного угля. Измерения температуропроводности угля проводились в диапазоне температур от 301.75 К до 823.15 К при атмосферном давлении бесконтактным методом лазерной вспышки. Этот метод позволяет исключить физический контакт образца с термопарами и источником тепла, тем самым увеличивая точность измерения теплового потока, который проходит через образец, и точность температуропроводности (теплопроводности).

Полученные значения температуропроводности угля показаны на рис.1.

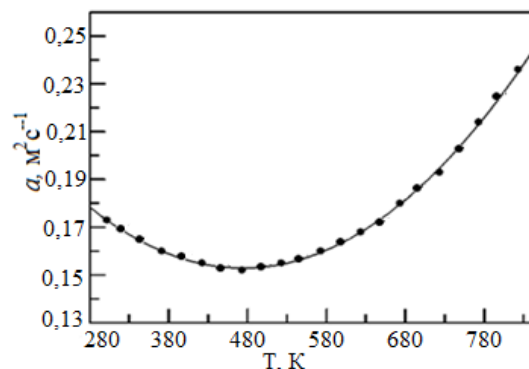


Рис. 1. Температуропроводность угля в зависимости от температуры при атмосферном давлении

Для углей, в отличие от обычных твердых веществ (не содержащих органических соединений) насыщение температуропроводности не наблюдается, поскольку при высоких температурах происходит улетучивание и структурные изменения органических компонентов угля. Это приводит к росту температуропроводности угля при высоких температурах (см. рис. 1).

Измерения теплоемкости сухого и влажного образца угля выполнены в интервале температур от 304.15 до 771.15 К с использованием метода DSC 204 F1. Данные приведены на рис. 2.

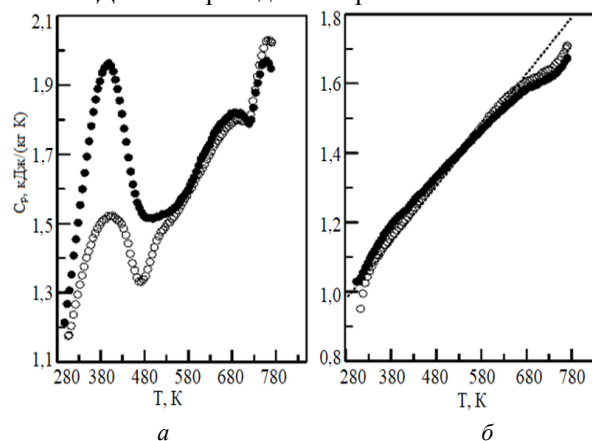


Рис. 2. Теплоемкость сухого и влажного угля при нагревании (а) и при охлаждении (б): ● – влажный образец; ○ – сухой образец.

Результаты измерений указывают на влияние влагонасыщения и реакции пиролиза на температурное поведение теплоемкости, которое

имеет сложный вид и сильно отличается в различных диапазонах температуры. Кривая  $C_p(T)$  (рис.2, а) показывает отчетливые изменения на разных стадиях нагрева, когда в порах угля происходят физико-химические процессы, которые по-разному влияют на его свойства. В начальном низкотемпературном диапазоне теплоемкость угля быстро увеличивается с ростом температуры, проходит через максимум около 400 К и резко падает при дальнейшем нагревании до 470 К, что связано с уменьшением массы образца за счет выделения летучих веществ и испарения поровой воды – основного источника потери массы в диапазоне температур (373 – 470) К. Выше 753 К теплоемкость монотонно возрастает и ее значения для влажных и сухих образцов угля почти совпадают. Как правило, сухие и влажные образцы при высоких температурах показывают одинаковое качественное температурное поведение  $C_p$ . Значительный рост теплоемкости выше 730 К в первую очередь связан с большой эндотермической теплотой карбонизации.

После температурного прогона (рис. 2, б) зависимости  $C_p(T)$  как для сухих, так и для влажных образцов практически не отличаются, поскольку отжиг упорядочивает структуру угля. При высокой температуре уголь претерпевает необратимые изменения, связанные с выходом летучих компонентов.

На Рис.3 показаны рассчитанные значения теплопроводности из термодинамического соотношения  $\lambda = \alpha \rho C_p$ , используя измеренные значения  $\alpha$ ,  $\rho$ ,  $C_p$ .

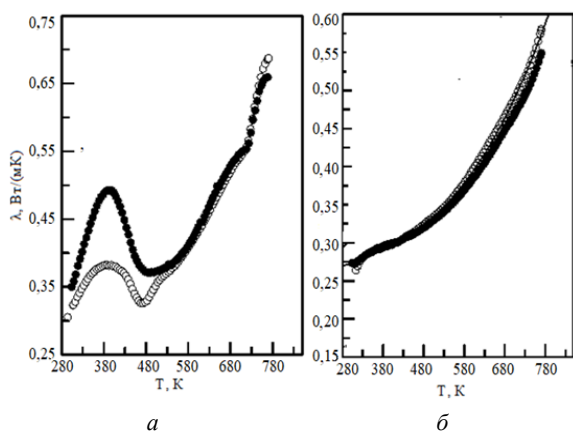


Рис. 3. Рассчитанные значения теплопроводности угля при нагревании (а) и при охлаждении (б):  $\circ$  – сухой образец;  $\bullet$  – влажный образец

Температурный ход теплопроводности отражает температурное поведение теплоемкости, т.к. поведение теплоемкости доминирует над поведением теплопроводности.

### 3.МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПЕРЕНОСА ТЕПЛА В РЕЗЕРВУАРЕ

Как известно, процесс теплопереноса в пласте может быть представлен объединением законов Фурье и сохранения энергии

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial \tau} + \nabla(-\lambda \nabla T) = 0 \quad (1)$$

Большинство исследователей из-за отсутствия надежных данных температурных зависимостей  $a(T)$ ,  $C_p(T)$  и  $\lambda(T)$  применяют в уравнении (1) их постоянные значения, что приводит к неточности определения температурного профиля  $T(x, \tau)$  пласта.

Уравнение (1) можно представить в упрощенном виде:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} - a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) = 0 \quad (2)$$

Решение уравнения (2) позволяет определить температуру в различных точках пласта и в разное время, т.е. пространственное и временное распределение температуры – термодинамическую модель угольного пласта. Для решения данного уравнения использованы измеренные в настоящей работе теплофизические свойства угля в зависимости от температуры. Рассмотрены два случая, когда  $a=f(T)$  и  $a=constant$ , и полученная разность  $\Delta T$  (см. рис.4 и 5).

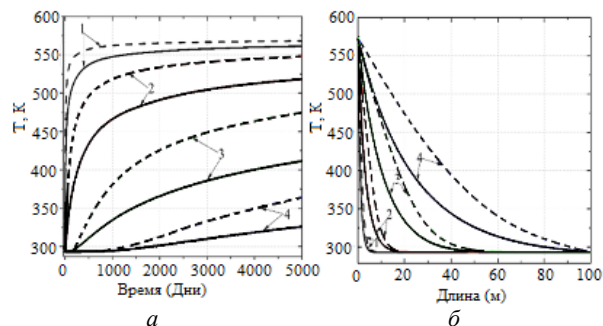


Рис.4. Распределение температуры в угольном пласте, когда температуропроводность постоянная (штриховые кривые) и когда зависит от температуры (сплошные кривые) а) 1 – 1 м, 2 – 5 м, 3 – 20 м, 4 – 50 м; б) 1 – 10 дней, 2 – 100 дней, 3 – 1000 дней; 4 – 5000 дней

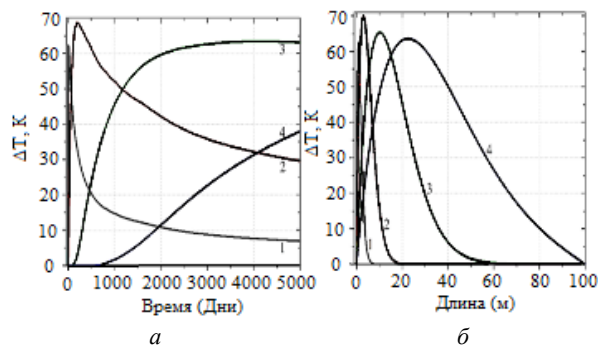


Рис.5. Распределение разности температур  $\Delta T(x, \tau)$  в угольном пласте: а) 1 – 1 м, 2 – 5 м, 3 – 20 м, 4 – 50 м; б) 1 – 10 дней, 2 – 100 дней, 3 – 1000 дней, 4 – 5000 дней

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученный результат показывает, что игнорирование температурной зависимости температуропроводности приводит к изменению значения оценки в пространственного и временного распределении температуры угольного пласта, что влияет на понимание реальных термодинамических условий в пласте.



## ПЕРКОЛЯЦИОННАЯ МОДЕЛЬ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФфуЗИОННОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОРИСТЫХ СРЕД

Прогнозирование различных технологических процессов теплового воздействия на пористые среды, заполненные флюидом, требует решение тепло-массообменных задач, в частности, связанных с молекулярным переносом пара в порах, что в свою очередь вызывает необходимость адекватного моделирования процесса теплопроводности пара в парогазовой смеси.

Объект исследования - однородная изотропная пористая среда с твердым каркасом, характеризующаяся пористостью, образованной каналами (капиллярами) различных размеров:  $\vartheta_p$  - полной и  $\vartheta_{op}$  - открытой,  $\vartheta_{cp} = \vartheta_p - \vartheta_{op}$  - закрытой, объёмным содержанием каркаса -  $\vartheta_k$ ,  $\vartheta_k + \vartheta_p = 1$ , флюидонасыщенностью -  $\omega = \vartheta_{\omega} / \vartheta_{op}$ , объёмным содержанием флюида -  $\vartheta_{\omega} = \vartheta_{op} - \vartheta_{pg}$  и паро-газовой среды в открытом поровом пространстве -  $\vartheta_{pg}$ .

Теплопроводность пара является составляющей теплопроводности парогазовой смеси и зависит от коэффициента диффузного сопротивления (КДС)  $\mu = D/D_p$  ( $D$  и  $D_p$  - коэффициенты диффузии пара соответственно в воздух для неограниченного пространства и через поровое пространство) [1, 2]. КДС моделировали в виде в виде двух уровней модели в зависимости от пористости, структуры и поверхностных свойства (угла смачивания  $\theta$ ) порового пространства, а также флюидонасыщенности  $\omega$ . На первом уровне рассматривалась двухкомпонентная система «каркас - поровое пространство» (при  $\omega \rightarrow 0$ ), на втором - система «флюид - парогазовая смесь», находящаяся в поровом пространстве объёмом  $\vartheta_{op}$ , характеризующаяся  $0 < \omega \leq 1$  и  $\theta$ . В том и другом случаях эти системы рассматривались как состоящие из взаимопроникающих перколяционных (ПК) и конечных кластеров соответствующих компонентов [3].

За основу первой модели для определения КДС взята формула Кришера [1]

$$\mu = \mu_f \cdot \mu_l, \quad (1)$$

которая при  $\mu_f = \vartheta_p^{-1}$ ,  $\mu_l = \vartheta_p^{-1}$ , принимает вид

$$\mu = \vartheta_p^{-2}, \quad (2)$$

где  $\mu_f$  - отношение площади стенок пор к сечению этих пор,  $\mu_l$  - извилистость пор. Однако (2) не учитывает реальную структуру пористых сред, так как экспериментальные данные показывают, что для сред с одинаковой пористостью значения их КДС могут отличаться более чем на два порядка (рис. 1).

Для устранения этого недостатка использовали результат, полученный с помощью теории статистики пористых тел [4], согласно которому кратчайший действительный путь диффузионного процесса в поровом пространстве ПК можно выразить зависимостью

$$\mu_l = (\alpha / \vartheta_p)^{-0.5} = C_p^{-0.5}, \quad (3)$$

где  $\alpha$  - удельное безразмерное критическое сечение, в котором концентрируются направленные процессы,  $C_p$  - критическая смежность, которую можно рассматривать как концентрацию критического сечения в сечении поровой фазы. Тогда с учетом (3) из (1) получим

$$\mu = \vartheta_p^{-1} \cdot C_p^{-0.5}. \quad (4)$$

Если выразить смежности каркаса и порового пространства соответственно зависимостями  $C_k = \vartheta_k Z_k$  и  $C_p = \vartheta_p Z_p$ , где  $Z_k$  и  $Z_p$  - коэффициенты фазовой консолидации соответственно каркаса и порового пространства, то с учетом того, что для двухкомпонентной системы выполняется условие  $Z_k + Z_p = 1$  [4], получим выражение, характеризующее взаимозависимость критических смежностей соответствующих ПК [5]

$$C_{p(k)} = \vartheta_{p(k)} (1 - Z_{k(p)}) \quad (5)$$

Такой подход правомерен так как величины, входящие в (4) и (5), обладают всеми свойствами вероятности, что позволяет представить их в виде степенной зависимости от соответствующих объёмных содержаний компонентов, в частности

$$0 \leq Z_k = \vartheta_k^n \leq 1. \quad (6)$$

Значение показателя степени  $n$  ( $0 \leq n \leq \infty$ ) является структурным параметром каркаса, характерным для определенных типов пористых сред. Подставляя (5) и (6) в (4) получим формулу

$$\mu = \vartheta_p^{-1.5} \cdot [1 - (1 - \vartheta_p)^n]^{-0.5}, \quad (7)$$

которая при  $n = 1$ , совпадает с (2), что характерно для пористых сред с равноправной вероятностью консолидации фаз (симметричная структура) в однородной области ПК [5, 6]. Для пористых сред с несимметричной структурой  $n \neq 1$ .

Если рассматривать КДС как относительное сопротивление порового пространства (т.е. порового ПК), то его обратная величина представляет собой относительную проводимость  $\Lambda_p$  порового ПК во всей области его существования [6] - однородной, квазиоднородной и фрактальной, откуда следует

$$\Lambda_p = \mu^{-1} \rightarrow \mu = \Lambda_p^{-1}. \quad (8)$$

Использование (7) и (8) ограничено областью открытого порового пространства  $\vartheta_p > \vartheta_{cp}$ , где  $\vartheta_{cp}$  является аналогом порога протекания [6, 7], так как в области ниже порога протекания ( $\vartheta_p < \vartheta_{cp}$ ) поровое пространство является закрытым и состоящим из конечных поровых кластеров, а при  $\vartheta_p \rightarrow 0$  - изолированных пор. При этом для реальных пористых сред, обладающих конечными размерами пор, значение  $\vartheta_{cp}$  соответствует максимальному КДС  $\mu_{max}$ , что тоже - максимальному сопротивлению критического капилляра [8].

На рис.1 приведены зависимости  $\mu(\vartheta_p, \vartheta_{cp}, n)$  нормированные относительно открытой пористости  $\Theta = (\vartheta_p - \vartheta_{cp}) / (1 - \vartheta_{cp})$  и рассчитанные по (7) и (8), а также известные экспериментальные значения КДС для различных пористых сред [1], из которого следует, что подбором значений  $n$  можно описать поведение КДС в широком диапазоне изменении пористости (средне- и высокопористые при  $n > 1$ , плотные -  $0 < n < 1$ ).

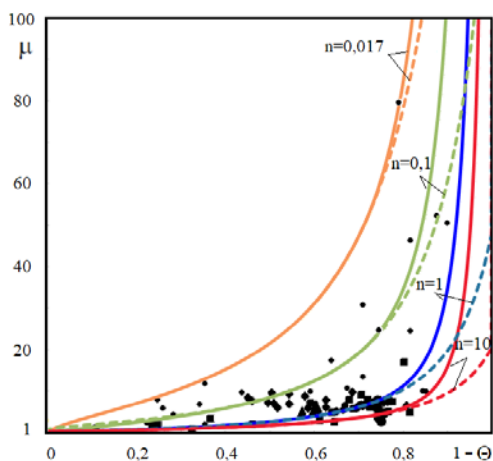


Рис. 1. Расчётные зависимости КДС (по формуле: (7) - пунктирные, (8) - сплошные) и экспериментальные данные: ● - Кришер и Виссман, ■ - Каммер и Герлинг, ▲ - Райш, Барт, Эссер и др. [1]

В качестве модели второго уровня рассматривалась среда «флюид-парогазовая смесь», находящаяся в поровом пространстве  $\vartheta_{op}$ , которая, с учётом пересчета, характеризуется концентрациями соответственно жидкости и парогазовой смеси -  $\vartheta_{\omega}^* = \vartheta_{\omega} / \vartheta_{op}$ ,  $\vartheta_{pg}^* = \vartheta_{pg} / \vartheta_{op}$ ,  $\vartheta_{\omega}^* + \vartheta_{pg}^* = \vartheta_{op}$ , а также порогом протекания парогазовой среды -  $\vartheta_{cpg}$ . Эту модель представляли в виде цепи из параллельно соединенных диффузных сопротивлений: порового ПК, рассчитываемого по (8), долей порового ПК частично заполненного флюидом и флюидного ПК частично заполненного паро-газовой смесью, заполняемость которых определяет  $\omega$ . В модели учтены поверхностные свойства порового пространства за счет применения коэффициента

фазовой консолидации флюида [5]  $0 \leq Z_{\omega} = \vartheta_{\omega}^{n_{\omega}} \leq 1$ , где  $n_{\omega} = \cos(\theta)^{-2} - 1$ . Модель второго уровня определяет КДС в виде зависимости  $\mu_{\omega} = f(\omega, \vartheta_{cpg}, \theta)$ , но не учитывает сопротивление порового пространства при  $\omega \rightarrow 0$  ( $\vartheta_{pg}^* \rightarrow \vartheta_{op}$ ) равное  $\mu_0(\vartheta_{op}, \vartheta_{cp}, n)$  согласно модели первого уровня.

Объединение результатов моделей двух уровней позволило получить многопараметрическую зависимость эффективного КДС в области  $\omega \leq 1 - \vartheta_{cpg}$

$$\mu_e(\vartheta_p, \vartheta_{cp}, n, \omega, \vartheta_{cpg}, \theta),$$

которая удовлетворяет условию при  $\omega \rightarrow 0$ , а при  $\omega = 1 - \vartheta_{cpg}$  принимает некоторое значение  $\mu_e^*$ .

Для описания КДС в области  $1 - \vartheta_{cpg} < \omega \leq 1$  применяли степенную зависимость с критическим индексом проводимости  $q$  характерным для области ниже порога протекания [7], согласно которой КДС резко уменьшается при  $\omega \rightarrow 1$  от  $\mu_e^*$  до  $\mu = 1$ , что соответствует процессу диффузии в пределах паро-газового пузыря [2].

Предложенная модель позволяет учитывать реальную структуру пористых сред путем применения значений параметра  $n$ , например, найденных с помощью экспериментальных способов определения структурных характеристик, а также поверхностные свойства порового пространства при заполнении его флюидом.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кришер О. Научные основы сушки / М.: ИЛ. 1961. 540 с.
2. Процессы переноса в неоднородных средах / Г.Н. Дульнев, В. В. Новиков. Л.: Энергоатомиздат. 1991. 246 с.
3. Колесников Б. П. Прогнозирование эффективной проводимости многокомпонентных макроскопически неупорядоченных сред посредством математического моделирования // Электронный сетевой политехнический журнал "Научные труды КубГТУ". 2016. № 16. С. 459-468.
4. Бальшин М. Ю. Научные основы порошковой металлургии и металлургии волокна / М.: Металлургия, 1972. 336 с.
5. Kolesnikov V.P., Arushanyan R.R. The percolation model of relative conductivities and phase permeabilities // Journal of Physics: Conference Series. 2022. С. 012005.
6. Kolesnikov V.P. The unified approach to a definition of effective conductivity index of percolating cluster in macroscopically disordered environments // Journal of Physics: Conference Series. 2020. С. 012031.
7. Снарский А. А., Безсуднов И. В., Севрюков В. А. Процессы переноса в макроскопически неупорядоченных средах: От теории среднего поля до перколяции. М.: ЛКИ, 2007. 304 с.
8. Кадет В.В., Галечян А.М. Перколяционная модель гистерезиса относительных фазовых проницаемостей // Прикладная механика и техническая физика. 2013. Т. 54, № 3. С. 95-105.

## КОНВЕКТИВНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ВОЛОКНИСТОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ С ВНУТРЕННИМ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Пористые материалы используются и встречаются очень часто в различных отраслях жизнедеятельности человека. Они могут иметь естественный или техногенный характер происхождения. Теплообмен в пористых средах зависит от совокупности параметров, изучению которых и посвящена данная работа. Кроме параметров пористой среды на теплообмен влияют процессы, протекающие внутри среды (химические, биологические, механические и др.). Как следствие этих внутри сред может возникать внутреннее высвобождение теплоты. Тепловыделение может быть как локальным (ограниченным в окрестности какой-то точки), так и объёмным и возникать повсеместно внутри пористой среды. Это в свою очередь может приводить к возникновению в пористой среде конвективного движения текучей субстанции, насыщающей пористую среду [1, 2].

Моделирование конвективных процессов теплопередачи всегда сталкивается с проблемой правильной оценки проницаемости пористой среды, для которой это моделирование осуществляется. Зачастую, единственным способом решением проблемы является натурные измерения. В данной работе описывается один из способов измерения проницаемости искусственной волокнистой пористой среды с внутренним тепловыделением, основанный на исследовании конвективных процессов теплопередачи в пористых средах.

### 2. ВОЛОКНИСТАЯ ПОРИСТАЯ СРЕДА С ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕМ

Чтобы организовать объёмное тепловыделение волокна, образующие пористую среду изготавливаются из тонкой нихромовой проволоки с диаметром 0.09 мм. Для увеличения диаметра на проволоку наносится покрытие из органического стекла, толщину которого можно контролировать. Пористая среда образуется после того, как волокна вплетаются в каркас, напечатанный на 3D принтере из фотополимера. Далее волокна соединяются в электрическую цепь и подключаются к источнику тока. При протекании электрического тока волокна начинают изнутри разогревать пористую среду.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

После изготовления пористый образец помещается в рабочую полость, представленную на рис. 1. Экспериментальная установка состоит из рабочей полости и следующих периферийных устройств:

двух жидкостных термостатов, связанных с медными теплообменниками 5; устройства Термодат, обрабатывающего аналоговый сигнал термодат с медь-константановых термопар; источник постоянного тока, подключённый к образцу и др. Медные теплообменники 5 необходимы для создания вертикального градиента температуры. Прослойка 6 из органического стекла с известной теплопроводностью (0.22 Вт/(м·К)) в совокупности с двумя дифференциальными термопарами позволяет рассчитать число Nu для пористого слоя.

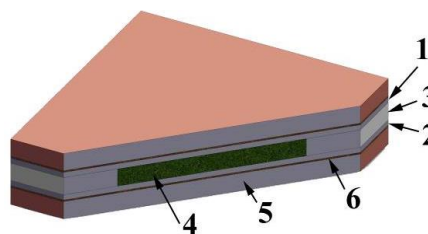


Рис. 1. Рабочая полость: 1 и 2 – верхняя и нижняя границы из дюралюминия; 3 – боковые границы из PLA пластика; 4 – место для образца; 5 – медный теплообменник термостатирующей жидкостью; 6 – твёрдая прослойка из органического стекла.

### 4. ИЗМЕРЕНИЯ ПРОНИЦАЕМОСТИ КОНВЕКТИВНЫМ МЕТОДОМ

Как известно, при подогреве снизу внутри горизонтального слоя, заполненного газом или жидкостью, пороговым образом возбуждаются конвективные течения. Порог возникновения конвекции характеризуется критическим безразмерным числом Рэлея-Дарси:

$$Ra_{m*} = K \frac{g\beta}{\nu_f \chi_{eff}} h_m (\Delta T)_* = 4\pi^2 \quad (1)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения;  $\beta$  – коэффициент объёмного расширения жидкости или газа;  $\nu_f$  – кинематическая вязкость;  $\chi_{eff}$  – эффективная температуропроводность;  $h_m$  – толщина пористого горизонтального слоя.

Измерение критического перепада температур  $(\Delta T)_*$ , при котором в слое возбуждается конвекция, позволяет определить проницаемость  $K$ .

Конвекция в горизонтальном слое возникает пороговым образом. Наиболее четко момент возникновения конвекции наблюдается на кривой зависимости  $Nu(\Delta T)$ . На рис. 2 представлены результаты измерений числа  $Nu$  при насыщении образца среды с пористостью  $m = 0.73$  дистилли-

рованной водой, средняя температура которой составляла 20 °С (красные круги) или 40 °С (синие ромбы). При средней температуре воды 20 °С кризис числа  $Nu$  наблюдался, когда перепад температур на пористом слое превысил пороговое значение перепада температур  $\Delta T = 15$  °С, а при 40 °С - выше значения  $\Delta T = 15$  °С.

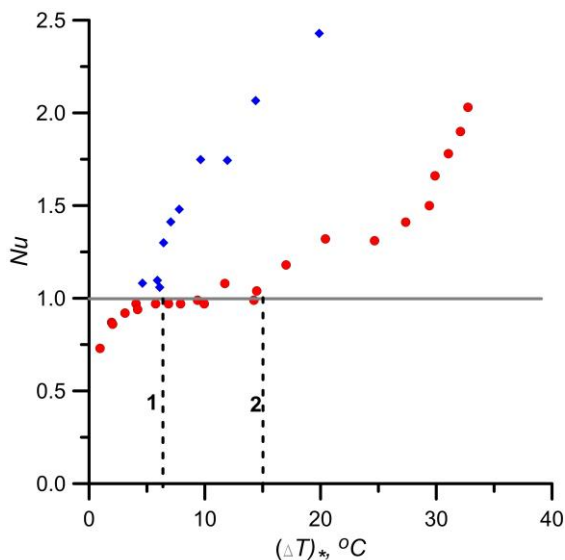


Рис. 2. Зависимость  $Nu$  от перепада температур  $\Delta T$  на пористом горизонтальном слое. Ромбы – средняя температура воды 40 °С; круги – средняя температура воды 20 °С. Штриховая линия 1 –  $\Delta T = 6$  °С; штриховая линия 2 –  $\Delta T = 15$  °С.

Использование формулы (1) по измеренным пороговым значениям перепада температур определили значение проницаемости  $K = 1.0 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ . Это значение согласуется со справочными данными [3] о проницаемости различных вариантов пористых сред. Например, для пористых массивов из изогнутых проволок с пористостью  $m = 0.68 \div 0.76$  проницаемость составляет  $K = 3.8 \cdot 10^{-5} \div 1.0 \cdot 10^{-4}$

## 5. ВНУТРЕННЕЕ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕ

Внутреннее тепловыделение в наших опытах возникало благодаря току текущему по нихромовой проволоке. Для образца с пористостью  $m = 0.73$  общее эквивалентное сопротивление составило 391 Ом. Однородность внутреннего нагрева контролировалась тепловизором по полю температур на поверхности пористого образца. При проведении опытов с тепловыделением важно не перегревать пористый образец, т.к. в его составе присутствуют материалы, которые могут изменить свои механические свойства при больших температурах. Например, органическое стекло, которое покрывает нихромовую проволоку, уже при 80 градусах начинает размягчаться и становиться пластичным.

При однородном симметричном прогреве наибольшей будет температура в центре. Поэтому в центр пористой среды была установлена термо-

пара, которая позволила связать максимальную температуру в пористом слое с мощностью электрического тока. На рис. 3 видно, что градуировочные графики в первом приближении могут быть аппроксимированы линейными зависимостями, угловой коэффициент которых не зависит от подерживаемых на границах пористого слоя температур.

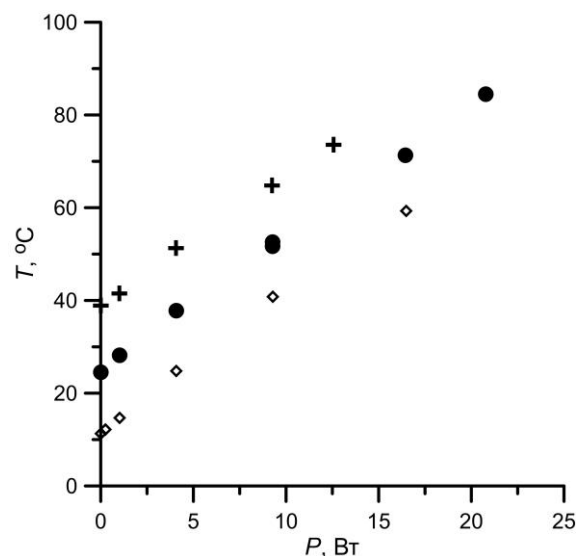


Рис. 3. Зависимость в центре пористого слоя в зависимости от мощности электрического тока для различных температур на верхней и нижней границах пористого горизонтального слоя: 11 °С (ромбы); 25 °С (круги); 38 °С (кресты).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы свойства тепловыделяющей волокнистой пористой среды объёмной долей порового пространства  $m = 0.73$ . Измерения безразмерного теплового потока, позволили зафиксировать возникновение конвекции в пористом слое. По данным о критическом перепаде температур определена проницаемость исследуемого образца ( $K = 1.0 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ ). Получены градуировочные графики температуры в центре пористого образца в зависимости от электрической мощности, выделяемой на источнике питания.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-71-10045, <https://rscf.ru/project/21-71-10045/>.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carr M. Penetrative convection in a superposed porous-medium-fluid layer via internal heating // Journal of Fluid Mechanics. 2004. V. 509. P. 305–329.
2. S. Mukhija, A.K. Nayak Experimental study of transient heat transfer characteristics of single-phase natural convection in multidimensional porous bed with volumetric heat generation // Experimental Heat Transfer. 2019. V. 32. №1. P. 85-101.
3. Nield D.A., Bejan A. Convection in Porous Media. Switzerland: Springer International Publishing, 2017. 988 p

## РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ГИДРАВЛИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ КОЛЛЕКТОРНОЙ СИСТЕМЫ С ШАРОВОЙ ЗАСЫПКОЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из решений, позволяющих принципиально увеличить безопасность эксплуатации ядерных реакторов, является использование тепловыделяющих сборок с микротвэлами (ТВС МТ) [1,2]. Такая сборка представляет собой коллекторную систему с микротвэлами, которые размещаются в виде свободной засыпки между перфорированными стенками коллекторов и непосредственно омываются теплоносителем. В такой конструкции реализовано радиальное течение теплоносителя через шаровую засыпку для минимизации потерь давления. Ранее [3] для модели коллекторной системы с шаровой засыпкой, представленной на рис. 1, были проведены систематизированные экспериментальные исследования потерь давления. Параметры экспериментов были следующие: массовый расход жидкости изменялся от 0,05 до 0,60 кг/с, температура жидкости поддерживалась равной 20°C, пористость шаровой засыпки составляла 0,385. Результаты экспериментов получены в виде зависимостей потерь давления от массового расхода теплоносителя.

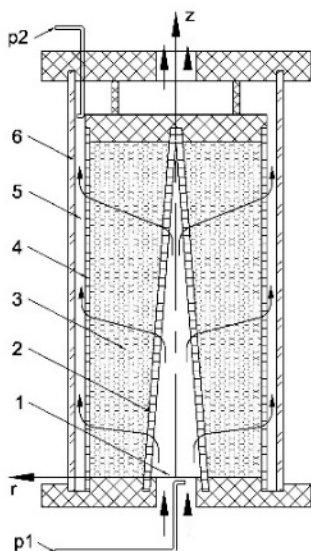


Рис. 1. Схема модели коллекторной системы. 1 – раздаточный коллектор, 2 – внутренний перфорированный чехол, 3 – шаровая засыпка, 4 – внешним перфорированный чехол, 5 – сборный коллектор, 6 – внешняя герметизирующая трубка, p1, p2 – отборы давления

Обобщение полученных результатов по стандартным для шаровых засыпок формулам вызывает затруднения, т.к. есть неопределенность в расчете скорости теплоносителя. В настоящей работе предложены расчетные формулы для обобщения экспериментальных, полученные на основе методики, предложенной в [4].

### 2. ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА

Согласно методики, предложенной в [4], запишем уравнение Дарси-Вейсбаха для случая радиального течения теплоносителя:

$$dp = \xi_r \frac{\rho}{2d_{\text{ш}}} \left( \frac{G}{2\pi H \rho} \right)^2 \frac{dr}{r^2} \quad (1)$$

После интегрирования и преобразований получаем уравнение для определения потерь давления в шаровой засыпке при радиальном течении теплоносителя в следующем виде:

$$\Delta p = \xi_{\bar{r}} \frac{\rho}{2} \left( \frac{G}{\rho 2\pi \bar{r} H} \right)^2 \frac{(r_2 - r_1)(r_1 + r_2)^2}{d_{\text{ш}} 4r_1 r_2}, \quad (2)$$

где  $\xi_{\bar{r}}$  – коэффициент гидравлического сопротивления, определяемый по среднему радиусу шаровой засыпки,  $r_1, r_2$  – радиусы чехлов раздаточного и сборного коллекторов,  $\bar{r} = (r_1 + r_2)/2$  – средний радиус шаровой засыпки,  $G$  – массовый расход теплоносителя,  $H$  – высота слоя шаровой засыпки,  $d_{\text{ш}}$  – диаметр шарика.

Коэффициент, определяющий особенности радиального течения теплоносителя, обозначим

$$\chi = \frac{4r_1 r_2}{(r_1 + r_2)^2}.$$

Выражение (2) справедливо для случая, когда внутренний и внешний чехлы имеют цилиндрическую форму. В нашем случае внутренний чехол имеет коническую форму. Для использования выражения (2) в этом случае заменим конический раздаточный коллектор на эквивалентный по площади боковой поверхности цилиндрический (с учетом малого угла конуса), тогда вместо радиуса  $r_1$  будем использовать радиус конуса на половине высоты  $r_{\text{стр}}$ .

Для обобщения экспериментальных данных предлагается скорректировать известную формулу Богоявленского для коэффициента гидравлического сопротивления шаровой засыпки [5]:

$$\xi = \frac{0,54}{\varepsilon^4} \left( 1 + \frac{10}{\text{Re}_{\text{стр}}^{0,7}} + \frac{100}{\text{Re}_{\text{стр}}} \right), \quad (3)$$

где  $\text{Re}_{\text{стр}} = \frac{0,45 \text{Re}}{\sqrt{\varepsilon(1-\varepsilon)}}$ ,  $\text{Re} = \frac{U d_{\text{ш}}}{\nu}$ ,  $\varepsilon$  – пористость шаровой засыпки.

Для учета особенностей радиального течения в формулу (3) необходимо добавить коэффициент  $\chi$  и скорректировать две константы, тогда получаем формулу для расчета коэффициента гидравлического сопротивления шаровой засыпки при радиальном течении теплоносителя:

$$\xi_{\bar{r}} = \frac{1,2}{\varepsilon^4} \left( 4 + \frac{10}{\text{Re}_{\text{стр}}^{0,7}} + \frac{100}{\text{Re}_{\text{стр}}} \right) \chi, \quad (4)$$

где  $\text{Re}_{\text{стр}}$  рассчитывается аналогично формуле (3),

$$\text{Re} = \frac{G}{\rho 2\pi r H} \frac{d_{\text{ш}}}{\nu}.$$

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Результат сопоставления экспериментального значения коэффициента гидравлического сопротивления, полученного с помощью формулы (2) и рассчитанного по формуле (4) представлены на рис.2, 3. Можно видеть удовлетворительное согласие данных, расхождение результатов не превышает 10%.

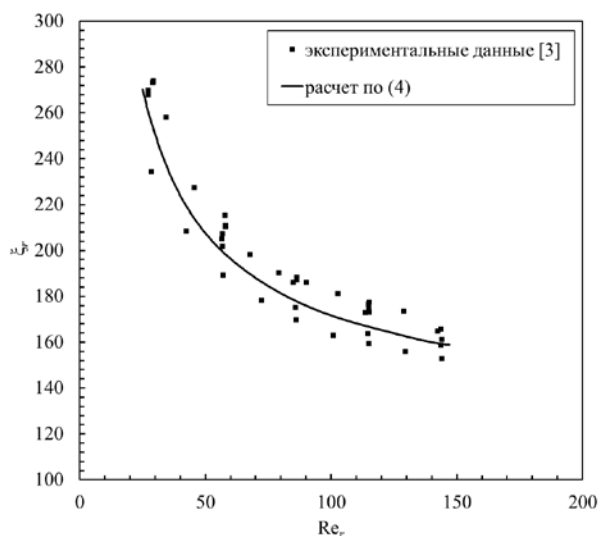


Рис.2 Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса.

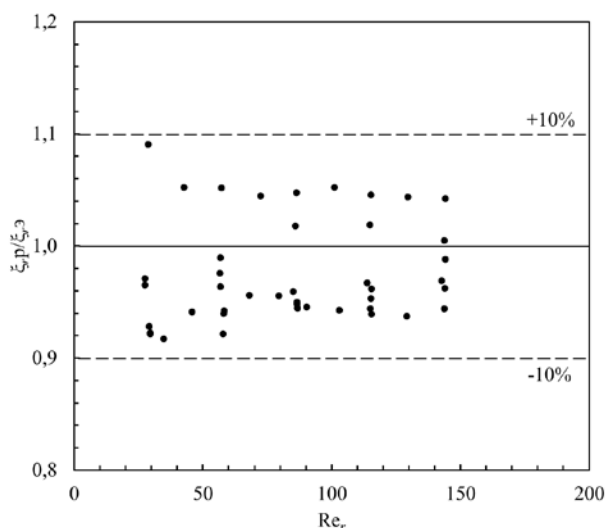


Рис.3 Сопоставления экспериментального значения коэффициента гидравлического сопротивления  $\xi_{\bar{r}\text{-э}}$ , полученного с помощью формулы (2) и рассчитанного по формуле (4)  $\xi_{\bar{r}\text{-р}}$

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложены расчетные соотношения для обобщения экспериментальных данных о потерях давления в шаровой засыпке при радиальном течении теплоносителя. Расхождение экспериментальных и рассчитанных значений коэффициента гидравлического сопротивления не превышает 10%.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-4552.2022.4

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Н.Н. Пономарев – Степной**, Н.Е Кухаркин, А.А. Хрулев, Ю.Г. Дегальцев. Перспективы развития микротвэлов в ВВЭР // Атомная энергия, 1999, том 86, вып. 6 с. 443-449
2. **И.В. Войтов**, В.П. Колос Реакторы с микротвэлами: гидродинамика проницаемых каналов насыпной сборки // Известия Национальной академии наук Беларуси. Серия физико-технических наук 2019. Т. 64, №2. С. 190–204.
3. **Yu.V Smorchkova**, A.N. Varava, A.V. Dedov, A.V. Zakharrenkov, A.T. Komov, A.V. Borozdin Investigation of flow parameters in a cylindrical pebble bed and in a model of a fuel assembly with microfuels // MATEC Web of Conferences, 2017, Volume 115, Paper number 06005.
4. **В.А.Климова**, В.М.Пахалуев, С.Е. Щеклеин Геометрические и гидродинамические характеристики втр с радиальной раздачей теплоносителя // Известия вузов.Ядерная энергетика, №1, 2009. – С. 130-134.
5. **Богоявленский Р.С.** Гидродинамика и теплообмен в высокотемпературных ядерных реакторах с шаровыми твэлами. – М.: Атомиздат, 1978. 112 с.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ ДАВЛЕНИЯ В ШАРОВОЙ ЗАСЫПКЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время все более актуальной становится проблема повышения энергоэффективности и безопасности ядерных энергетических установок. Одним из путей решения этой проблемы является использование тепловыделяющих сборок с микротвэлами (ТВС МТ) [1,2]. Конструкция ТВС МТ была предложена в работе [1]. В такой сборке микротвэлы размещаются между перфорированными чехлами в виде свободной засыпки и непосредственно охлаждаются однофазным или двухфазным теплоносителем. Такие тепловыделяющие сборки могут быть использованы в атомных станциях малой мощности, т.к. обладают надежной радиационной безопасностью в случае возникновения аварий. Одна из трудностей, возникающая при внедрении микротвэлов в ядерные энергетические установки, состоит в недостаточной изученности теплогидравлических характеристик в засыпках из шаров с внутренним тепловыделением. Настоящая работа является продолжением ранее начатых исследований [3].

### 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для экспериментального исследования в работе создан новый экспериментальный стенд (рис. 1), который включает в себя гидравлический контур, систему измерения, сбора и обработки информации, рабочий участок с шаровой засыпкой, систему высокочастотного индукционного нагрева для обеспечения тепловыделения в шаровой засыпке. Стенд рассчитан на следующие режимные параметры: температура теплоносителя до 100°C, давление теплоносителя до 1,5 МПа, расход теплоносителя (0,01–0,50) кг/с, мощность индукционного нагрева до 20 кВт. В качестве теплоносителя будут использоваться дистиллированная вода и хладоны.

Рабочий участок с шаровой засыпкой (рис.2) состоит из двух коаксиально расположенных трубок из поликарбоната (3,4). Внешняя трубка (3) стягивается фланцами из стеклотекстолита (1,9) с помощью четырех шпилек (6). Внутренняя трубка диаметром  $D = 51$  мм состоит из четырех частей между которыми располагаются решетки с круглыми отверстиями диаметром 1,5 мм (2,5,8). Шарики диаметром 2,0 мм в виде свободной засыпки размещаются во внутренней трубке между решетками (5) и (8). Шарики изготовлены из стали марки AISI 420. Отборы давления ( $p_1$ ,  $p_2$ ) изготовлены из капиллярной трубки диаметром 3 мм.

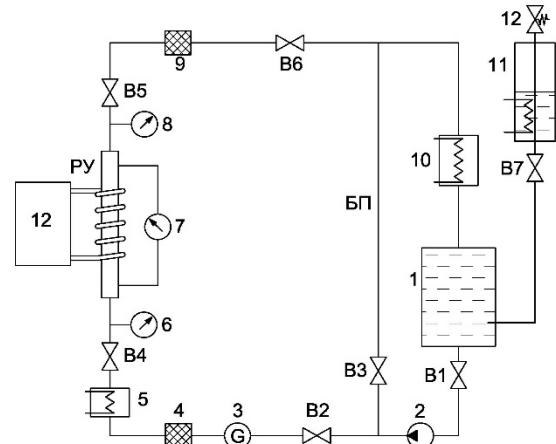


Рис.1 Схема экспериментального стенда. 1 – бак; 2 – центробежный насос; 3 – расходомер; 4,9 – сетчатые фильтры; 5 – предварительный нагреватель; 6, 8 – датчики давления; 7 – датчик перепада давления; 10 – теплообменник; 11 – термокомпрессор; РУ – рабочий участок с шаровой засыпкой; 12 – предохранительный клапан; В1 – В7 – вентили.

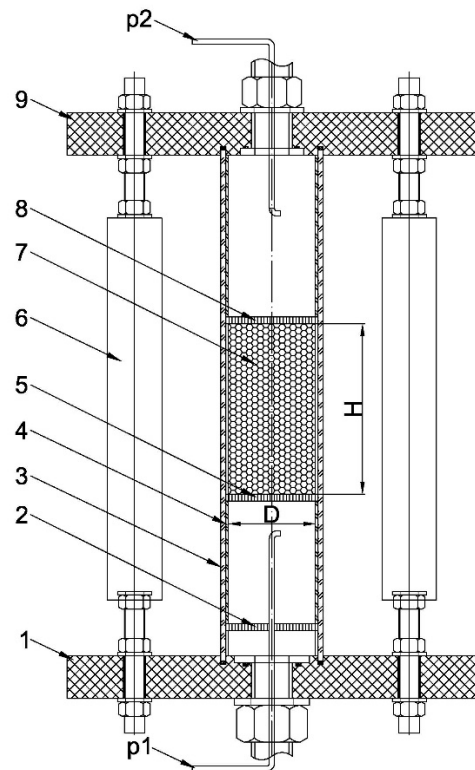


Рис.2 Рабочий участок. 1,9 – фланцы из стеклотекстолита; 2,5,8 – решетки; 3 – внешняя трубка из поликарбоната; 4 – внутренняя трубка из поликарбоната; 6 – шпильки, стягивающие рабочий участок; 7 – шаровая засыпка;  $p_1$ ,  $p_2$  – отборы давления

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Первые экспериментальные данные получены на экспериментальном стенде при течении однофазного теплоносителя – дистиллированной воды для шаровой засыпки высотой 50 мм. Пористость засыпки в экспериментах составила 0,387. Экспериментальные данные представлены на рис. 3 в виде зависимости потерь давления от массового расхода теплоносителя.

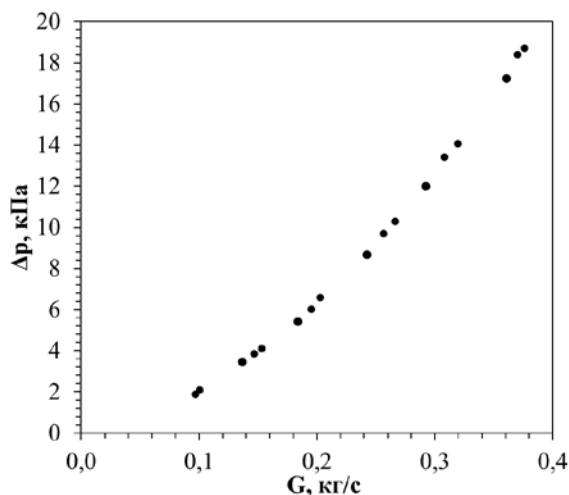


Рис.3. Зависимость потерь давления от массового расхода теплоносителя

Коэффициент гидравлического сопротивления определяется из формулы Дарси-Вейсбаха, записанной для шаровой засыпки:

$$\Delta p = \xi \frac{\rho U_{\phi}^2 H}{2 d_{\text{ш}}}, \quad (1)$$

где  $U_{\phi}$  – скорость фильтрации,  $H$  – высота шаровой засыпки,  $d_{\text{ш}}$  – диаметр шарика.

Для обобщения полученных экспериментальных данных используется формула Богоявленского Р.С. [4] для коэффициента гидравлического сопротивления шаровой засыпки:

$$\xi = \frac{0,54}{\varepsilon^4} \left( 1 + \frac{10}{\text{Re}_{\text{стр}}^{0,7}} + \frac{100}{\text{Re}_{\text{стр}}} \right), \quad (2)$$

где  $\text{Re}_{\text{стр}} = \frac{0,45 \text{Re}}{\sqrt{\varepsilon(1-\varepsilon)}}$ ,  $\text{Re} = \frac{U_{\phi} d_{\text{ш}}}{\nu}$ ,  $\varepsilon$  – пористость шаровой засыпки.

Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса представлена на рис. 4. Можно видеть хорошее соответствие экспериментальных и расчетных значений, расхождение результатов не превышает 5%.

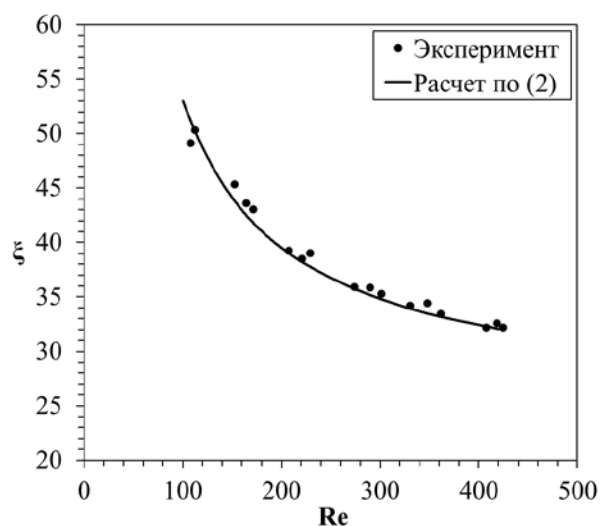


Рис.4. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлено описание нового экспериментального стенда для исследования гидродинамики и теплообмена в шаровых засыпках с объемным тепловыделением. Стенд позволит проводить исследования кипения хладонов в шаровой засыпки.

Первые эксперименты при течении однофазного теплоносителя через шаровую засыпку показали надежную работу стенда и достоверные экспериментальные результаты.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-4552.2022.4

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Н.Н. Пономарев – Степной**, Н.Е Кухаркин, А.А. Хрулев, Ю.Г. Дегальцев. Перспективы развития микротвэлов в ВВЭР // Атомная энергия, 1999, том 86, вып. 6 с. 443-449
2. **И.В. Войтов**, В.П. Колос Реакторы с микротвэлами: гидродинамика проницаемых каналов насыпной сборки // Известия Национальной академии наук Беларуси. Серия физико-технических наук 2019. Т. 64, №2. С. 190–204.
3. **Yu.V Smorchkova**, A.N. Varava, A.V. Dedov, A.V. Zakharikov, A.T. Komov, A.V. Borozdin Investigation of flow parameters in a cylindrical pebble bed and in a model of a fuel assembly with microfuels // MATEC Web of Conferences, 2017, Volume 115, Paper number 06005.
4. **Богоявленский Р.С.** Гидродинамика и теплообмен в высокотемпературных ядерных реакторах с шаровыми твэлами. – М.: Атомиздат, 1978. 112 с.





## **Секция 8**

# **Интенсификация теплообмена**



М.Г. Алишаев<sup>1</sup>, В.Д. Бейбалаев<sup>1,2</sup>, Р.М. Алиев<sup>1,3</sup>, А.А. Аливердиев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем геотермии и возобновляемой энергетики - филиал ОИВТ РАН, 367030, Махачкала, ул. И. Шамиля, 39а

<sup>2</sup> Дагестанский государственный университет, 367000, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43а

<sup>3</sup> Дагестанский государственный технический университет, 367015, Махачкала, пр. Шамиля, 70А

## О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ДИНАМИКЕ НАГНЕТАЕМЫХ В СКВАЖИНУ ПОДОГРЕТЫХ ВОД

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Нагнетание воды в пласты применяют для поддержания пластового давления и продления фонтанного способа добычи нефти. Компенсация отборов нефти нагнетанием воды получило широкое применение в мировой практике [1-5]. Из-за обмена теплом с горными породами по колонне скважины температура воды меняется, что может быть существенно для объёмов нефтедобычи. Действительно, при вязкой, богатой парафином нефти важно, чтобы температура воды в забое оставалась выше температуры плавления парафина (45-65°C).

В настоящей работе мы приводим аналитическое решение для постоянных значений параметров задачи вместе с оценками применительно к актуальным параметрам.

### 2. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ

Примем обозначения:  $z$  – вертикальная координата, направленная вниз от устья,  $z > 0$ ;  $r$  – радиальная координата, расстояние от оси скважины,  $r > 0$ ;  $R$  – внешний радиус скважины;  $R_T$  – условный радиус температурного фронта;  $L$  – глубина забоя скважины, в метрах;  $\Gamma$  – геотермальный градиент;  $\lambda$  – средняя теплопроводность горной породы, около 2,5÷3 Вт/м·°C;  $T_1$  – температура нагнетаемой воды на устье;  $T_2$  – температура воды на забое;  $T_3$  – пластовая температура, равная температуре горной породы на глубине забоя;  $T_4$  – температура нейтрального слоя, принятая равной средней годовой температуре земной поверхности;  $T_R(z)$  – температура горной породы вокруг скважины:  $0 \leq z \leq L$  Таким образом,  $T_R(0) = T_4$ ;  $T_R(L) = T_3$ ;  $T_R(z) = T_4 + \Gamma \cdot z$ ;  $\Gamma = (T_3 - T_4) / L$ . Введём также величину  $\bar{T}(z)$  – усреднённую по сечению скважины температуру воды. Температура металлической колонны и нагнетаемой воды считаются одинаковыми функциями от  $z$ , т.е.  $\bar{T}(z)$ .

По истечению недель или месяца после пуска в работу с постоянным расходом термический режим скважины становится почти установившимся, вдоль колонны температура воды во времени меняется мало. Поскольку размеры по вертикали велики по сравнению с горизонтальными размерами, то профили по горизонтали для температуры в горной

породе установятся раньше и примут стационарный характер. Для радиального распределения установившейся температуры принимают [4] логарифмическое приближение, с радиусом температурного фронта, зависящим от времени по закону:

$$T(r, z) = \bar{T}(z) + [T_3(z) - \bar{T}(z)] \cdot \frac{\ln(r/R)}{\ln(R_T/R)}, \quad (1)$$

Как показано в [4], для больших времён (месяцы), в асимптотическом приближении, при вычислении притока тепла в скважину, радиус фронта температур следует принять согласно

$$R_T = 1,56\sqrt{at}, \quad (2)$$

где  $a$  – температуропроводность горных пород вокруг скважины. Воспользуемся таким представлением и определим поток тепла из горной породы в колонну скважины. Для единицы длины колонны в единицу времени имеем поток тепла согласно общепринятому закону, что для  $r = R$  даёт:

$$q = -2\pi R \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = 2\pi \lambda \frac{T_3(z) - \bar{T}(z)}{\ln(R_T/R)} \quad (3)$$

Прирост температуры воды вдоль колонны вниз на длину  $dz$  в единицу времени определяется радиальным обменом тепла с горными породами:

$$CQd\bar{T} = qdz \quad (4)$$

где  $C$  – принимаемая постоянной удельная объёмная теплоёмкость воды,  $Q$  – объёмный суточный расход нагнетания. Влиянием металлической колонны, после выхода на асимптотический режим, можно пренебречь [4].

Введем для упрощения безразмерный параметр теплообмена:

$$\alpha(t) = \frac{2\pi \lambda L}{CQ \ln(R_T/R)}, \quad (5)$$

где  $R_T$  определяется формулой (2).

Он существенно зависит от суточного расхода нагнетаемой воды и прямо пропорционален глубине забоя. Что касается других – теплоёмкости и теплопроводности, то они менее изменчивы и вносят менее существенные изменения в значения  $\alpha$ . Как удельная объёмная теплоёмкость воды, так и теплопроводность горных пород  $\lambda$  варьирует в ограниченных пределах [6,7].

Подставив (3) в (4) после несложных преобразований [8], получим:

$$\bar{T}(z) = \left( T_4 - \frac{T_3 - T_4}{\alpha} + (T_3 - T_4) \frac{z}{L} \right) + \left( T_1 - T_4 + \frac{T_3 - T_4}{\alpha} \right) \cdot e^{-\frac{\alpha}{L}z}, \quad (6)$$

где  $\alpha$  определяется выражением (5).

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены графики температурных потерь для скважины района Ачи-су (Дагестан) до 300 метров глубины при нагнетании с массовым расходом от 50, 100 и 200 кубов в сутки с температурой 70°C. Скальные накрывающие породы были приняты за кварцевый песчаник.

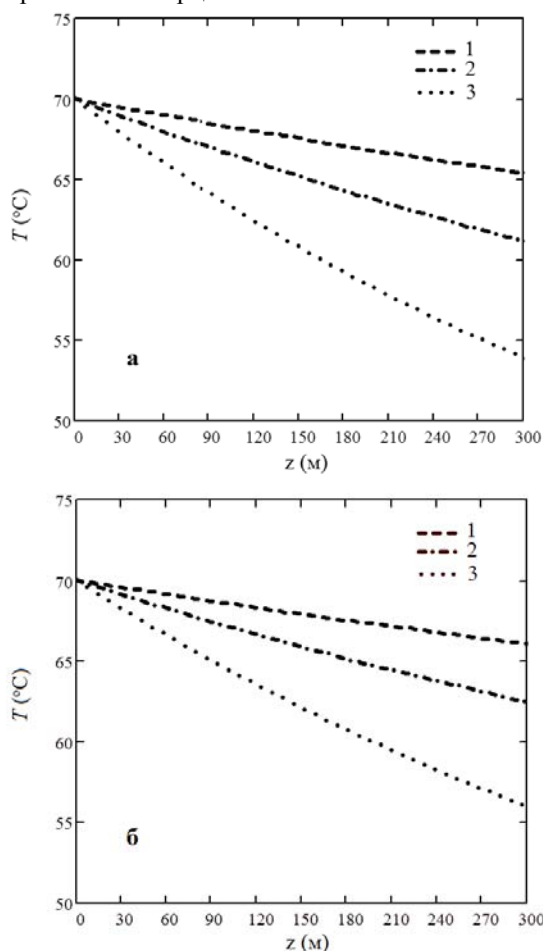


Рис. 1. Графики температур нагнетаемой горячей воды ( $\bar{T}(z)$ ) по скважине с температурой 70°C до глубин 300 м для условий месторождения «Ачи-су». Кривые 1-3 соответствуют суточным объемам: 200; 100; 50 м³ соответственно в сутки на (а) на четверть года и (б) год.

Лабораторные значения вязкости пластовой нефти составили 35; 25; 7,5 и 2,5 мПа·с для температур 15; 20; 40 и 60°C соответственно. При температуре 10°C нефть практически застывает.

Нефтяной пласт имеет эффективную толщину 6 метров, проницаемость 250 мД; пористость около 20%; температуру 17°C; геологические запасы

порядка 12 млн. тонн. Этот объект представляет собой подходящий полигон для промысловых исследований теплового воздействия на пласт.

Как видим из рисунка закачка уже за один квартал входит в стабильный режим, по меньшей мере при массовом расходе более 100 кубов в сутки, позволяющий поддерживать забойную температуру выше 60°C, что достаточно для обеспечения плавления парафинов.

В докладе также обсуждаются расчеты, сделанные для других параметров скважин и их сопоставление с экспериментальными данными.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе представлено аналитическое решение, которое позволяет с достаточной точностью рассчитать изменение температуры закачиваемой воды в скважину и дать оценку ее достаточности в забое, например, для расплавления парафина при добычах тяжелой нефти.

Подъем нефти по стволу скважины связан также с потерями тепла, как в связи с обменом с горной породой, так и в результате выделения растворенного газа. Расчеты профиля температуры нефти могут быть проведены аналогично, с применением асимптотик.

Работа выполнена в рамках гос. задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации при поддержке гранта РФФИ 20-08-00319а.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Чекалюк Э.Б.** Термодинамика нефтяного пласта. М.: Недра, 1965. 238 с.
2. **Неизотермическая** фильтрация при разработке нефтяных месторождений / Алишаев М.Г., Розенберг М.Д., Теслюк Е.В.; Под редакцией Г.Г. Вахитова. М.: Недра, 1985. 271с.
3. **Alvarado V. and Manrique E.** Enhanced Oil Recovery: An Update Review // Enhanced oil recovery: An update review. Energies. 2010. V. 3, P. 1529–1575. <https://doi.org/10.3390/en309152>
4. **Алишаев М.Г.** Уточнение потерь тепла для геотермальной скважины // Известия АН. Энергетика. 2010 №1. С. 36–47.
5. **Hao, Y., Lu M., Dong C., Jia J., Su Y. and Sheng G.** Experimental Investigation on Oil Enhancement Mechanism of Hot Water Injection in tight reservoirs // Open Phys. 2016 V. 14. P. 703–713. <https://doi.org/10.1515/phys-2016-0079>
6. **Яковлев Б.А.** Решение задач нефтяной геологии методами термометрии. М.: Недра, 1979. 143 с.
7. **Emirov S.N., Aliverdiev A.A., Zarichnyak Y.P. and Emirov R.M.** Studies of the Effective Thermal Conductivity of Sandstone Under High Pressure and Temperature // Rock Mech. Rock Eng. 2021. V. 54. P. 3165–3174. <https://doi.org/10.1007/s00603-020-02353-3>
8. **Alishaev M.G., Beybalaev V.D., Aliev R.M. and Aliverdiev A.A.** Heating and cooling of water injected into the well // Thermal Science. 2021. V. 25. Special Issue 2. P. S315-S320. <https://doi.org/10.2298/TSCI21S2315A>

## ВЛИЯНИЕ ШАГА СКРУЧИВАНИЯ ВСТАВЛЕННОЙ В ТРУБУ ЛЕНТЫ НА ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКУЮ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИНТЕНСИФИЦИРОВАННОГО ТЕПЛООБМЕНА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из способов интенсификации теплообмена в трубчатых теплообменных аппаратах является использование скрученных лент, вставляемых в трубы и занимающих всю их длину [1,2]. Данный способ отличается технологической простотой реализации и может быть использован как в проектируемых, так и в действующих устройствах.

В настоящей работе сообщаются результаты анализа, проведенного с целью определения влияния шага скрутки вставляемой в трубу ленты на теплогидравлические характеристики закрученного потока теплоносителя. В качестве основы для анализа использованы зависимости для коэффициента эффективности интенсификации теплоотдачи [4] и коэффициента гидравлического сопротивления [3] в трубе с вставленной скрученной лентой.

### 2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Схема трубы с вставленной скрученной лентой представлена на рис. 1.

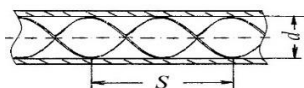


Рис.1. Труба со скрученной лентой.

Характеристикой теплогидравлической эффективности интенсификации теплообмена потока в трубе принят коэффициент [3]

$$\eta = \left. \frac{\alpha/\alpha_0}{\xi/\xi_0} \right|_{\text{Re=idem}}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи;  $\xi$  – коэффициент гидравлического сопротивления;  $\text{Re}$  – число Рейнольдса; индекс «о» показывает, что параметр для гладкой трубы, без вставленной ленты.

Для области ламинарного течения с макровихрями в [3] путем обобщения опытных данных разных авторов получено уравнение

$$\eta = \left( \frac{\xi}{\xi_0} \right)^{-0,36}, \quad (2)$$

из которого, при совместном его рассмотрении с уравнением (1), следует

$$\alpha/\alpha_0 = \left( \frac{\xi}{\xi_0} \right)^{0,64}. \quad (3)$$

В результате обобщения полученных опытных данных и данных других авторов, в [4] получено аппроксимирующее уравнение для коэффициента гидравлического сопротивления

$$\xi = 0,82 \text{Re}_3^{-0,35} \left[ 1,05 - 7,5 \frac{d}{S} + 110 \left( \frac{d}{S} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где  $\text{Re} = wd/\nu$  – число Рейнольдса потока, вычисляемое по эквивалентному диаметру канала

$$d_3 = d(\pi d - 4\delta)/[\pi d + 2(d - \delta)], \quad (5)$$

где  $d$  – диаметр трубы;  $\delta$  – толщина ленты;  $w$  – среднерасходная скорость потока, отнесенная к поперечному (диаметральному) сечению трубы;  $\nu$  – кинематический коэффициент вязкости теплоносителя;  $S$  – абсолютный шаг скрутки, соответствует повороту ленты на  $360^\circ$  (см. рис.1).

Уравнение (4) справедливо в интервалах изменения относительного шага скручивания ленты  $S/d = 5 \dots \infty$  (прямая лента) и числа Рейнольдса  $\text{Re}_3 = 5 \cdot 10^3 \dots \text{Re}_{3,\text{кр}}$ , где  $\text{Re}_{3,\text{кр}}$  – критическое число Рейнольдса, соответствующее границе перехода ламинарного режима течения теплоносителя с макровихрями к турбулентному режиму. По данным работы [5],  $\text{Re}_{3,\text{кр}} = (15 \dots 16) \cdot 10^3$  и не зависит от степени закрутки потока.

Толщина вставляемой в трубу скрученной ленты обычно мала по отношению к диаметру трубы. При  $\delta \ll d$  в уравнении (5) можно принять  $\delta \cong 0$  и для эквивалентного диаметра канала в этом случае получим приближенное соотношение

$$d_3 = \pi d / (\pi + 2), \quad (6)$$

использование которого позволяет записать

$$\text{Re}_3 = 0,61 \text{Re}, \quad (7)$$

где  $\text{Re} = wd/\nu$  – число Рейнольдса потока при определяющем размере диаметре трубы.

При использовании вместо  $\text{Re}_3$  числа  $\text{Re}$ , в уравнении (1) численный коэффициент 0,82 заменяется на 0,975. Переход от  $\text{Re}_3$  к  $\text{Re}$  создает удобства при сравнительном анализе и расчетах.

Используя формулу Блазиуса для коэффициента сопротивления потока в гладкой трубе без ленты

$$\xi_0 = 0,3164Re^{-0,25}, \quad (8)$$

для относительного коэффициента сопротивления закрученного потока получим

$$\xi/\xi_0 = 3,081Re^{-0,1} \left[ 1,05 - \frac{7,5d}{S} + 110 \left( \frac{d}{S} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Результаты расчетов по уравнениям (9) и (3) представлены на рис. 2.

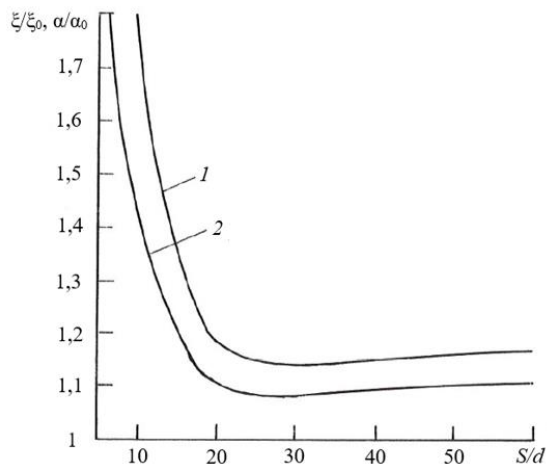


Рис. 2 Зависимость  $\xi/\xi_0$  (1) и  $\alpha/\alpha_0$  (2) от  $S/d$

Видно, что наиболее значительное повышение интенсивности теплообмена при закрутке потока в трубе достигается в области малых шагов скручивания ленты, при  $S/d < 20$ . В этой области при уменьшении  $S/d$  происходит резкий рост гидравлического сопротивления потока.

С учетом выражения (9) уравнение (2) для коэффициента эффективности интенсификации теплоотдачи запишется в виде

$$\eta = 0,667Re^{0,036} \left[ 1,05 - \frac{7,5d}{S} + 110 \left( \frac{d}{S} \right)^2 \right]^{-0,36}. \quad (10)$$

Дифференцируя уравнение по  $d/S$  и приравняв полученную производную нулю, получим для относительного шага скручивания ленты, соответствующего максимальному значению  $\eta$ ,

$$\left( \frac{S}{d} \right)_{\text{опт}} = 29,33. \quad (11)$$

На рис. 3 приведены результаты расчетов по уравнению (10) при различных числах  $Re$ . Видно, что область шагов скрутки ленты близких к оптимальному значению достаточно широкая и составляет  $S/d = 20 \dots 40$ .

При уменьшении  $S/d$  в области  $S/d < 20$  величина  $\eta$  и соответственно теплогидравлическая эффективность интенсификации теплообмена резко падают.

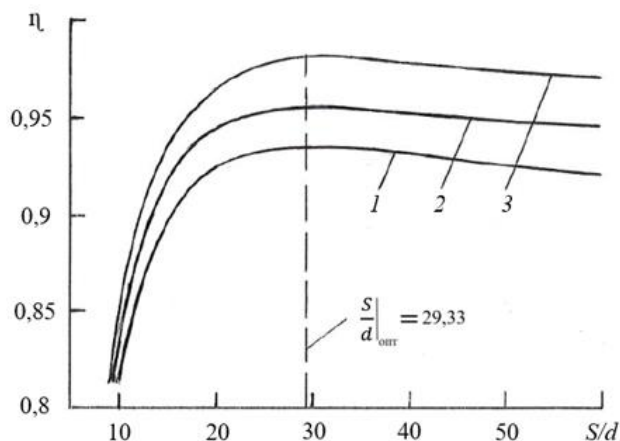


Рис. 3 Зависимость  $\eta$  от  $S/d$ : 1 -  $Re = 5 \cdot 10^3$ ; 2 -  $10^3$ ; 3 -  $2 \cdot 10^4$

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наиболее благоприятное соотношение между положительным эффектом, заключающимся в интенсификации теплообмена путем закручивания потока в трубе с вставленной скрученной лентой, и повышением при этом гидравлического сопротивления и затрат энергии на прокачку теплоносителя соответствует шагу скрутки ленты  $(S/d)_{\text{опт}} = 29,33$ . В этом случае, например при  $Re = 10^4$ ,  $\alpha/\alpha_0 = 1,082$ ,  $\xi/\xi_0 = 1,131$  и  $\eta_{\text{max}} = 0,957$ . С уменьшением  $S/d$  в области  $S/d < 20$  интенсивность теплообмена возрастает, но при этом  $\eta$  и соответственно теплогидравлическая эффективность процесса резко уменьшается. Например, при  $S/d = 5$  и  $Re = 10^4$  имеем  $\alpha/\alpha_0 = 2,745$ ,  $\xi/\xi_0 = 4,845$  и  $\eta = 0,566$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Щукин В.К.** Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил: 2-е изд. М.: Машиностроение, 1980. 240 с.
2. **Дрейцер Г.А.** Эффективность использования закрутки потока для интенсификации теплообмена в трубчатых теплообменных аппаратах // Теплоэнергетика. 1997. № 11. С. 61-65.
3. **Печенегов Ю.Я.** Теплогидравлическая и экономическая эффективность интенсификации теплообмена путем закрутки потока в трубах // Промышленная энергетика. 2017, № 6, с. 18-22.
4. **Печенегов Ю.Я.** Гидравлическое сопротивление потоков в трубах с вставленными прямой и скрученной лентами // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2020, № 8, с. 7-10.
5. **Тарасевич С.Э., Яковлев А.Б., Костерин А.А. и др.** Гидравлическое сопротивление гладких и шероховатых труб со вставленной скрученной лентой // Тр. 4-й Росс. нац. конф. по теплообмену. В 8 т. Т. 6. Дисперсные потоки и пористые среды. Интенсификация теплообмена. М.: МЭИ, 2006. С. 289-292.

## ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГЕНЕРАТИВНЫХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ НАСАДОК

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе представлены результаты расчетного исследования режимов работы регенеративного теплообменного аппарата. Расчеты проводились на основе математической модели регенеративного теплообмена. Ранее показывалось, что оптимальным для регенеративного теплообменника является режим, обеспечивающий линейное распределение температуры теплоносителя и насадки по высоте аппарата. Показано, что в рамках регулярного режима снижение продолжительности периодов нагрева/охлаждения насадки сопровождается увеличением коэффициента использования тепла. Также показано, что границу реализации регулярного режима можно оценить с помощью критериев подобия, сочетающих в себе конструктивные и режимные характеристики регенеративного теплообменника. Проведенные расчеты показали, что имеет смысл повышать коэффициент теплоотдачи насадки только при установленном диапазоне изменения расходов теплоносителей и времени периодов нагрева и охлаждения. в режимных параметрах работы теплообменников

### 2. ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО РЕЖИМА РАБОТЫ РЕГЕНЕРАТИВНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА

Регенеративные теплообменные аппараты широко применяются в технологии и промышленности. Этот тип теплообменников отличается большим разнообразием. Но для любого регенеративного теплообменника общим является взаимосвязь конструктивных характеристик и режимных параметров [1].

Теплообмен в регенеративном аппарате в период охлаждения насадки можно описать системой дифференциальных уравнений [2], численное решение которых позволяют получить распределение температуры насадки и теплоносителей по высоте теплообменника. Проведенные расчеты показывают, что при соответствующем подборе соотношения приведенных расходов и времени периодов охлаждения и нагрева можно получить линейное распределение температуры насадки по высоте при квазистационарном режиме. В этом случае мы имеем регулярный режим нагрева (охлаждения) насадки, так как линейное распределение температуры насадки сохраняется в течении всего времени периода [3]. Анализ существующих исследований показывает, что в действующих регенеративных

воздухоподогревателях котельных установок и доменных воздухонагревателях распределение температуры насадки и теплоносителей по высоте действительно близко к линейному.

Для регулярного режима можно перейти от дифференциальной формы записи уравнений к интегральной, а затем привести к критериальному виду [3] с использованием критериев подобия

$$\text{Критерий } \text{Кр}1_f = \frac{C_f Q_f^* \tau}{C m \rho^* H}$$

определяет соотношение между тепловоспринимающей способностью холодного теплоносителя ( $f=1$ ) или горячего теплоносителя ( $f=2$ ) и теплоаккумулирующей способностью насадки.

$$\text{Критерий } \text{Кр}2_f = \frac{C_f Q_f^*}{\alpha_f \rho^* f_0 H}$$

– соотношение между тепловоспринимающей способностью холодного теплоносителя ( $f=1$ ) или горячего теплоносителя ( $f=2$ ) и интенсивностью конвективного теплообмена.

Здесь  $C$  – теплоемкость насадки, Дж/(кг·К);

$C_f$  – теплоемкость теплоносителей, Дж/(м<sup>3</sup>·К);

$f_0$  – удельная поверхность насадки, м<sup>2</sup>/кг;

$H$  – высота насадки, м;

$m$  – коэффициент массивности насадки;

$Q_f^*$  – приведенный расход теплоносителей,

м<sup>3</sup>/(м<sup>2</sup>·с);

$\alpha_f$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);

$\rho^*$  – плотность насадки, кг/м<sup>3</sup>;

$\tau$  – время, с.

Индекс  $f$  – номер теплоносителя:  $f=1$  – холодный теплоноситель,  $f=2$  – горячий теплоноситель.

Удельная поверхность насадки  $f_0 = H' / \rho^*$

Коэффициент массивности насадки [3]

$m = 1 + \text{Bi}/3$ , где  $\text{Bi}$  – число Био.

Приведенный расход теплоносителей

$Q_f^* = Q_f / S$ , где  $S$  – полное сечение насадки, м.

Полученные критерии включают в себя как конструктивные, так и режимные характеристики регенеративного теплообменника. Используя эти критерии, можно для имеющихся аппаратов подобрать рациональный режим работы.

Можно решить и обратную задачу. Используя полученные критерии, можно, задаваясь температурой нагрева холодного теплоносителя, получить необходимые значения конструктивных и режим-

ных параметров. Разумеется, полученные результаты будут приближенными, но они позволят оценить эффективность внедрения новых конструкций насадок и подобрать соответствующий режим работы.

Анализ критериальных уравнений для регулярного режима регенеративного теплопереноса позволяет выявить связи между всеми теплофизическими, конструктивными и режимными параметрами регенеративного теплообменного аппарата. Обобщенная, безразмерная форма критериальных уравнений дает возможность выбора требуемых параметров любых РТА в зависимости от предъявляемых требований и оптимизации как характеристик насадки, так и режимов работы. Решение критериальных уравнений [3] в заданных условиях однозначности (начальные и конечные температуры теплоносителей) дает конкретные значения критериев  $Kp1$  и  $Kp2$ , которые могут быть получены при различных комбинациях входящих в них параметров. В частности, критерий  $Kp1$  показывает соответствие между длительностью периодов и высотой насадки, позволяет определить необходимый приведенный расход теплоносителей  $Q^*$ ,  $m^3/(m^2 \cdot c)$ . Причем один и тот же результат можно получить при разных характеристиках насадки за счет соответствующего подбора режимных параметров.

Регулярный режим можно реализовать для любых значений времени нагрева и охлаждения при условии линейного повышения температуры греющего теплоносителя в период нагрева и линейного снижения до минимальной температуры холодного теплоносителя в течении периода охлаждения. При постоянных температурах теплоносителей и входе в насадку с ростом продолжительности периода происходит переход к нерегулярному режиму.

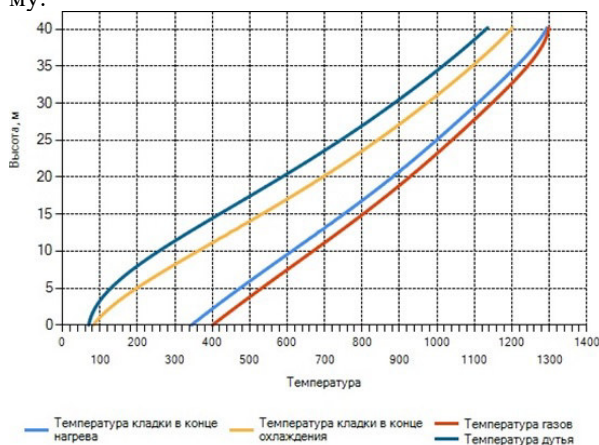


Рис. 1. Изменение температуры по высоте насадки при реализации регулярного режима

Проиллюстрируем на примере как можно применить критериальный анализ. Выполнена серия расчетов доменного воздушонагревателя. В расчетах менялось время периодов нагрева и охлаждения при прочих неизменных условиях.

Расчеты показывают, при приведенном расходе  $Q_1^* = 2,1905 m^3/(m^2 \cdot c)$  регулярный режим можно реализовать при продолжительности периода охлаждения не более 50 мин. Данному режиму работы регенеративного теплообменника соответствует значение критерия  $Kp1 = 0,1$ .

Допустим, что мы решили поменять насадку теплообменника на более эффективную и обеспечить тот же уровень нагрева теплоносителя. Выясним, какой должен быть режим работы теплообменника и его конструкция, чтобы обеспечить наиболее эффективную его работу. Анализ на основе критерия  $Kp1$  показывает, что при той же температуре нагрева холодного теплоносителя и той же продолжительности нагрева (охлаждения) необходимо на 4 м уменьшить высоту насадки. Такое сравнительно небольшое изменение в габаритах объясняется сравнительно низкой аккумуляющей способностью насадки по сравнению с более развитой поверхностью нагрева.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты, выполненные с помощью программы, показали, что наиболее рациональным для работы регенеративного теплообменника является режим, обеспечивающим линейное распределение температуры по высоте насадки. Добиться такого распределения возможно при определенном сочетании конструктивных параметров насадки и режимных параметров работы теплообменного аппарата. С помощью критериев подобия определена граница существования режима, обеспечивающего линейное распределение температуры по высоте насадки/

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Yu. V. Shatskikh, Yu. A. Geller.** Development of optimization criterions of regenerative heat exchangers / and operating regime of regenerative heat exchangers / Published under licence by IOP Publishing Ltd Journal of Physics: Conference Series, Volume 1683, Actual issues of thermal power engineering and thermal engineering, 2020 J. Phys.: Conf. Ser. 1683 042028.
2. **Yu. V. Shatskikh, Yu. A. Geller.** Investigation of the relationship of structural characteristics and operating regime of regenerative heat exchangers / Published under licence by IOP Publishing Ltd Journal of Physics: Conference Series, Volume 1683, Actual issues of thermal power engineering and thermal engineering, 2020 J. Phys.: Conf. Ser. 1683 042091.
3. **Yu V Shatskikh, A I Sharapov, A G Arzamashev and Yu A Geller.** Optimization of the operation mode of regenerative heat exchangers / Published under licence by IOP Publishing Ltd Journal of Physics: Conference Series, Volume 2119, The XXXVII Siberian Thermophysical Seminar (STS37), 2021 J. Phys.: Conf. Ser. 2119 012156.



## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЖИДКОСТИ И ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИХ СОУДАРЕНИЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Соударения каплей жидкостей и твердых частиц в газовых средах способствуют интенсификации тепломассобменных процессов во многих приложениях и системах [1–3]. При соударении каплей и частиц реализуются два основных режима взаимодействия: слияние [1] и фрагментация [2]. Особое значение при этом приобретает возможность прогнозирования исходов отдельных бинарных столкновений каплей и частиц [1–4]. Цель работы – определение по результатам экспериментов режимов соударений каплей жидкости и твердых частиц с разными начальными температурами, а также установление характеристик вторичных фрагментов.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для исследования использовались металлические полированные сферические частицы диаметром 2–4 мм, выполненные из стали ШХ-15, и полированные металлические подложки. Исследования проводились с дистиллированной водой с различной температурой ( $T \approx 20\text{--}90\text{ }^\circ\text{C}$ ). Экспериментальный стенд (рис. 1) состоял из системы подачи жидкости и генерации капельных потоков [5].

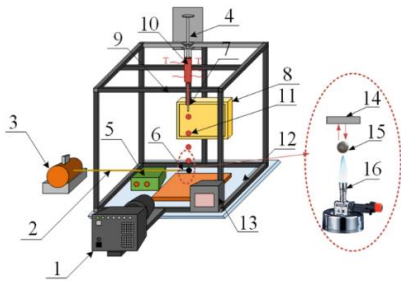


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – высокоскоростная видеокамера; 2 – медный капилляр вакуумного насоса; 3 – вакуумный насос; 4, 5 – координатный механизм; 6 – держатель частицы; 7 – сменное сопло; 8 – прожектор; 9 – капилляр подачи жидкости; 10 – шприц; 11 – капля воды; 12 – емкость для сбора отработанной жидкости; 13 – тепловизор; 14 – твердая подложка; 15 – твердая частица; 16 – лабораторная газовая горелка.

Подача жидкости осуществлялась с использованием координатного механизма, в который помещался шприц объемом 50 мл. Для варьирования скорости движения каплей от 0,1 до 10 м/с изменялась высота расположения сопел. Процессы столкновения капли с частицей и подложкой регистрировались высокоскоростной видеокамерой. По результатам экспериментов рассчитывались числа Вебера  $We$ , капиллярности  $Ca$ , Рейнольдса  $Re$ , Онезорге  $Oh$ .

Для учета центричности удара измерялось расстояние между центрами масс каплей и частиц ( $b$ ) в момент их взаимодействия. Далее вычислялось значение безразмерного линейного параметра взаимодействия  $B = b / (R_d + R_p)$ . Для определения эффективности измельчения каплей жидкости рассчитывались отношения свободных площадей поверхности после ( $S_1 = 4 \cdot \pi \cdot \sum r_{dn}^2$ ) и до взаимодействия ( $S_0 = 4 \cdot \pi \cdot R_d^2$ ). Для этого измерялись радиусы ( $r_{dn}$ ) всех вторичных каплей и их количество. Для измерения температуры жидкости, подложки и частицы использовался тепловизор Testo-885. Тепловизор также использовался для контроля равномерного прогрева частиц и подложек. Систематическая погрешность измерения размеров каплей, их скоростей движения и углов атаки составила 2,1 %, 3,4 % и 1,8 %, соответственно.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 представлены карты режимов взаимодействия капли дистиллированной воды с нагретой твердой частицей. В связи с тем, что частица нагревалась выше температуры кипения жидкости, режим слияния не реализовывался – при соударении капли с такой частицей происходило вскипание жидкости.

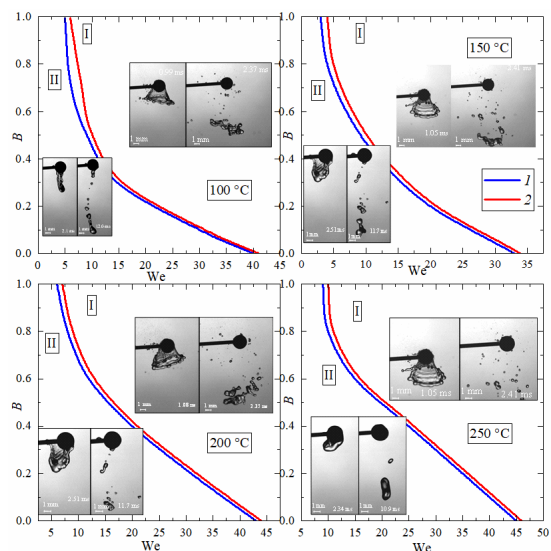


Рис. 3. Карты режимов взаимодействия капли с твердыми частицами при варьировании температуры частиц: 1 – вода при 20 °C; 2 – вода при 90 °C, I – образование более 10 вторичных каплей; II – образование менее 10 вторичных каплей.

При таком кипении от капли отделяются вторичные фрагменты, т.е. происходит микро-взрывное вскипание на поверхности частицы. По этой при-

чине на режимных картах выделен режим фрагментации с образованием более 10 вторичных капель (I) и менее 10 (II). Определено, что при соударении как холодной (20 °С), так и нагретой до 90 °С капли воды с разогретой до 100 °С частицей, граница режима фрагментации с образованием около 10 вторичных капель смещается в сторону меньших чисел Вебера. Однако, при увеличении температуры частицы до 200–250 °С такая тенденция не прослеживалась, а граница сдвигалась в сторону больших чисел Вебера практически на 5 и 10 %, соответственно. Такой эффект объясняется тем, что при соударении капли с нагретой частицей капля распадается на несколько крупных фрагментов, каждый из которых подвержен эффекту Лейденфроста. Эффект Лейденфроста возникает при соударении капли с твердой поверхностью (в данном случае частицей), температура которой значительно выше точки кипения воды, и сопровождается образованием теплоизолирующей паровой прослойки между поверхностью и образовавшимся фрагментом жидкости. Это, в свою очередь, замедляет вскипание жидкости и приводит к отскоку капли от поверхности.

Полученные результаты исследований показали, что фактор нагрева капель можно использовать для интенсификации их вторичного измельчения до требуемых значений размеров и площадей поверхности жидкостных фрагментов. Установлено (рис. 4), что при столкновении с нагретой подложкой как каплей нагретой (90 °С), так и холодной (20 °С) жидкости, количество образующихся фрагментов возрастает по сравнению с условиями столкновения с подложкой, температура которой составляет 20 °С.

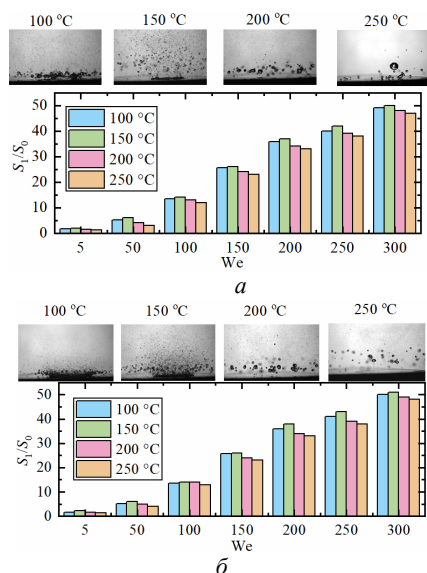


Рис. 4. Значения отношения площадей свободных поверхностей капель после и до измельчения от чисел Вебера при соударении капли с твердой подложкой при варьировании температуры подложки (100–250 °С). Температура жидкости: а – 20 °С, б – 90 °С.

В частности, при сравнении количества вторичных фрагментов, образовавшихся при соударении капель жидкости с нагретыми до температуры 100

°С подложками, определено, что количество вторичных капель возрастает в 50–100 раз по сравнению со столкновением капель с холодной поверхностью (20 °С). Это приводит к увеличению значений отношения площадей свободной поверхности жидкости после и до взаимодействия капли и частицы.

Важной особенностью проведенных исследований является установление эффективной температуры нагрева подложки. Установлено, что такая температура не должна превышать температуру кипения жидкости более чем в 1,5 раза. При превышении эффективной температуры нагрева более, чем в 1,5 раза наблюдается эффект Лейденфроста. Это приводит к снижению количества вторичных фрагментов на 5–15 %.

При увеличении температуры частицы до 150 °С регистрировалось дальнейшее увеличение как количества вторичных капель, так и отношения площадей после и до взаимодействия. Однако установлено, что увеличение температуры частицы выше 150 °С приводит к снижению отношения  $S_1/S_0$  на 5–10%. Аналогично соударению капель с подложками наблюдался эффект Лейденфроста.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для повышения эффективности процессов тепломассообмена в тепломассообменном оборудовании, где основным технологическим процессом является взаимодействие капель с твердыми поверхностями, целесообразно нагревать последние до температур, которые в 1,5 раза выше соответствующих кипению жидкости.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ 18-71-10002-П, <https://rscf.ru/en/project/21-71-03001/>.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stefanitsis D., Malgarinos I., Strotos G., Nikolopoulos N., Kakaras E. and Gavaises M. Numerical investigation of the aerodynamic breakup of Diesel and heavy fuel oil droplets // Int. J. Heat Fluid Flow. 2017. No. 68. P. 203–215.
2. Fathinia F., Khiadani M. and Al-Abdeli Y.M. Experimental and mathematical investigations of spray angle and droplet sizes of a flash evaporation desalination system // Powder Technol. 2019. No. 355. P. 542–551.
3. Liang G. and Mudawar I. Review of spray cooling – Part 2: High temperature boiling regimes and quenching applications // Int. J. Heat Mass Transf. 2017. No. 115. P. 1206–1222.
4. Pawar S.K., Henrikson F., Finotello G., Padding J.T., Deen N.G., Jongsma A., Innings F. and Kuipers J.A.M.H. An experimental study of droplet-particle collisions // Powder Technol. 2016. No. 300. P. 157–163.
5. Shlegel N.E., Tkachenko P.P. and Strizhak P.A. Collision of water droplets with different initial temperatures, Powder Technol. 2020. No. 367. P. 820–830.

## СМАЧИВАНИЕ И РАСТЕКАНИЕ КАПЕЛЬ СПЕЦИАЛЬНЫХ ОГNETУШАЩИХ СОСТАВОВ ПО НАГРЕТЫМ ПОВЕРХНОСТЯМ СТАЛИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с увеличением засухи и уменьшением атмосферных осадков число лесных пожаров в мире растет. В частности, по данным дистанционного мониторинга системы ИСДМ-Рослесхоз в Российской Федерации с начала 2021 года произошло более чем 10,9 тысяч лесных пожаров. Согласно Greenpeace, площадь лесных пожаров в России с января по август 2021 года достигла 17,08 миллиона гектаров. Показатель стал рекордным за последние девять лет.

Капли жидкости выступают основным средством подавления лесных пожаров при авиационном и наземном (пожарные мотопомпы, насосы, водораздатчики) тушении. Наиболее широко применяемая жидкость при тушении пожаров – это вода. Практически ежегодное увеличение площадей, пройденных огнем, а также удаленности очагов возгорания от водисточников обуславливает необходимость повышения ресурсоэффективности тушения (уменьшение расхода воды). Для этих целей целесообразно совершенствовать существующие и разрабатывать новые огнетушащие составы. Недостаточная изученность процессов происходящих при взаимодействии капель различных жидкостей с поверхностью и высокая научно-практическая значимость такого рода исследований, позволяет утверждать, что тема является важной и актуальной.

При тушении лесных пожаров водой подавление горения происходит за счет охлаждающего эффекта. Тем не менее, вода не попадает локально в место сброса, так как около 95% стекает по поверхности, а 5% поглощается почвой [1]. Следовательно, требуются большие объемы огнетушащего средства. Тушение многих пожаров осложняется их труднодоступностью и удаленностью и использование только воды, как средства тушения, неэффективно. Одним из способов повышения огнетушащей эффективности воды является добавление к ней неорганических соединений. Химические добавки широко используются с водой для тушения лесных пожаров в Северной Америке, Австралии и странах Средиземноморского бассейна [2]. Антипирены представляют разнообразную группу химических веществ, которые добавляют к пластмассе, текстилю или изделиям из древесины для снижения их воспламеняемости [3]. Также антипирены используются при тушении лесных пожаров с целью снижения скорости распространения огня. Благодаря химическому и/или физическому действию подавляют процесс горения.

Целью работы является экспериментальное определение основных закономерностей процессов смачивания и растекания капель специальных огнетушащих составов по поверхностям нагретой полированной стали.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В качестве исследуемых жидкостей использованы дистиллированная вода и специальные огнетушащие составы (растворы ФР-Лес (5, 20%), антипирена (5%) и ОС-5 (5, 10, 15%), эмульсии пенообразователя (1, 5%)). Концентрации составов выбраны согласно рекомендациям [4–7]. При исследовании смачивания на нагретой поверхности в экспериментах использована полированная подложка из стали ASTM A 240/ A 240M 430 (Fe 82.701, C 0.046, Si 0.38, Mn 0.36, P 0.029, S 0.003, Ni 0.22, Cr 16.23, N 0.031 in wt %). Оценена шероховатость поверхности с помощью профилометрического комплекса «Micro Measure 3D station». Среднее квадратичное высоты поверхности ( $S_q$ ) составило 0,06 мкм, максимальная высота неровностей ( $S_z$ ) – 0,11 мкм.

Исследования смачивания капель специальными огнетушащими составами стальной поверхности проводились на экспериментальной установке (рис. 1) с использованием теневой оптической системы [8].

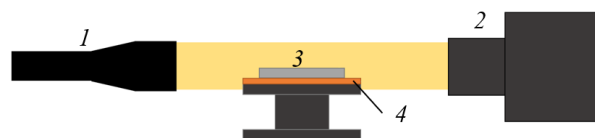


Рис. 1. Установка для определения свойств смачиваемости и характеристик процесса растекания малых объемов жидкости. 1 – источник света; 2 – высокоскоростная камера; 3 – образец; 4 – нагревательный элемент.

В теневой оптической системе свет от источника 1 освещал каплю, расположенную на полированной поверхности стали. Теневое изображение получено с помощью высокоскоростной камеры 2. Рабочий участок состоял из стальной подложки, нагреваемой силиконовым нагревателем 4, подключённым к лабораторному автотрансформатору. Объем капель был постоянен и равен 10 мкл.

По полученным теневым изображениям с помощью программного обеспечения методами “тангенциальный 1” и “Юнга-Лапласа” определялись геометрические характеристики капли (контактный угол ( $\theta$ ), диаметр ( $d$ ) и высота ( $h$ )). Температура поверхности подложки ( $t_n$ ) регистрировалась тер-

мопарами хромель-алюмель (с погрешностью измерений  $\pm 0,1$  °C).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рисунке 2 представлены зависимости статических контактных углов, диаметров и высот от температуры поверхности полированной стали.

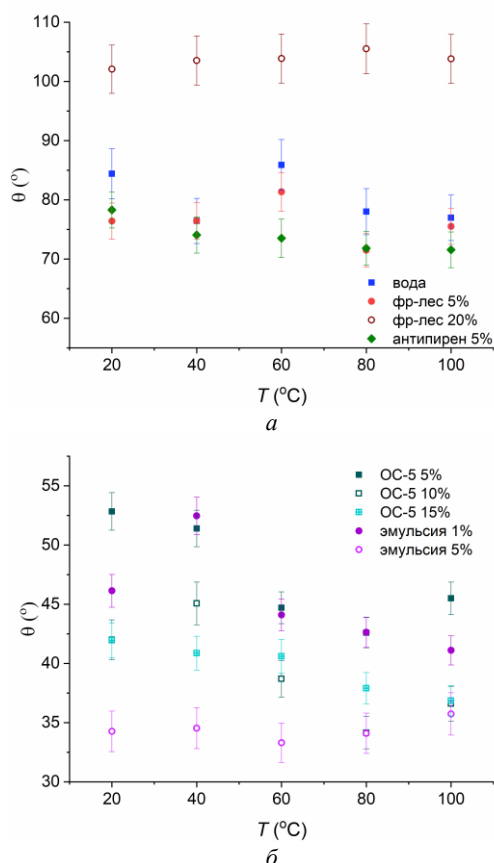


Рис. 2. Зависимости статических контактных углов от температуры поверхности.

Установлено, что при увеличении температуры поверхности контактные углы и диаметры каплей дистиллированной воды практически не изменяются и лежат в диапазоне  $77-86^\circ$  и  $3,6-3,9$  мм, соответственно. При добавлении к воде специальных огнетушащих составов ФР-ЛЕС (5%) и ОС-5 (5-15%) смачивание улучшается в связи с тем, что данные растворы содержат поверхностно-активные вещества (ПАВ). Влияние поверхностно-активных веществ на смачивание связано с их адсорбцией на границах раздела фаз [9]. Согласно современным представлениям, на значения краевого угла влияют в основном изменения поверхностного натяжения в достаточно узкой области в непосредственной близости от линии трехфазного контакта [9]. Поверхностно-активные вещества снижают поверхностное натяжение жидкости, тем самым приводя к лучшему смачиванию. К тому же, как известно, с увеличением температуры поверхностное натяжение жидкости уменьшается, тем самым способствуя еще большему растеканию

капли. Данный эффект можно наблюдать на рисунке 2 (б). Так же можно отметить, что с увеличением концентрации раствора ОС-5 с 5% до 10% смачиваемость поверхности улучшается (например, при температуре поверхности  $50^\circ\text{C}$  контактный угол уменьшается с  $52,8^\circ$  до  $42,0^\circ$ ). Однако, изменение концентрации с 10% до 15% не приводит к изменению смачивающих свойств (значения контактных углов лежат в пределах доверительного интервала). На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что применение растворов ОС-5 с концентрацией выше 10% не приводит к изменению поверхностного натяжения. При исследовании свойств смачиваемости состава ФР-ЛЕС с концентрацией 20% значения контактных углов выше чем у воды и раствора ФР-ЛЕС 5%.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты экспериментальных исследований смачивания и растекания капель специальных огнетушащих составов по стальной полированной поверхности при варьировании температуры. Установлены основные закономерности изменения геометрических характеристик.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-79-00030, <https://rscf.ru/project/21-79-00030/>.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bordado J.C.M., Gomes J.F.P.** New technologies for effective forest fire fighting // *Int. J. Environ. Stud.* 2007. Vol. 64. P. 243–251.
2. **Águeda A., Pastor E., Planas E.** Different scales for studying the effectiveness of long-term forest fire retardants // *Prog. Energy Combust. Sci.* 2008. Vol. 34. P. 782–796.
3. **Flame Retardants: Chemistry, Applications, and Environmental Impacts** / A. Beard, D. Angeler Eds.: M. Lackner, F. Winter, A.K. Agarwal. NY: Wiley, 2010. P. 415–439.
4. **ГОСТ Р 50588-2012** Пенообразователи для тушения пожаров. Общие технические требования и методы испытаний. М.: Стандартинформ, 2012.
5. **ГОСТ 16363-98** Средства огнезащитные для древесины. Методы определения огнезащитных свойств. М.: ИПК Издательство стандартов, 2002.
6. **ГОСТ 7759-73.** Магний хлористый технический (бишофит). Технические условия. М.: Издательство стандартов, 1991.
7. **Определение** теплофизических свойств газов, жидкостей и водных растворов веществ / Е.М. Шадрина, Г.В. Волкова. Иваново: Иван. гос. хим.-технол. ун-т., 2009. 80 с.
8. **Kuznetsov G.V., Feoktistov D.V., Orlova E.G., Misyura S.Y., Morozov V.S., Islamova A.G.** Evaporation modes of LiBr, CaCl<sub>2</sub>, LiCl, NaCl aqueous salt solution droplets on aluminum surface // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2018. Vol. 126. P. 161–168.
9. **Соболева О.А.** Эффекты обогащения и обеднения области вблизи линии смачивания поверхностно-активными веществами // *Вестник Московского Университета. Серия 2. Химия.* 2003. Т. 44 С. 337–341.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ С ВОЛНООБРАЗНЫМИ ВЫЕМКАМИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

К современным теплопотребляющим системам предъявляются серьезные требования, касающиеся уровня энергоэффективности работы оборудования и достижения энергосберегающего эффекта. Одним из решений повышения класса эффективности данных систем является разработка конструктивных и эксплуатационных решений теплообменных аппаратов для подогрева (охлаждения) воздуха, а также разработка простых инженерных зависимостей для их расчета. Теплообменные аппараты для подготовки воздуха имеют низкие коэффициенты теплоотдачи со стороны нагреваемой среды. В связи с этим, работа, посвящена разработке теплообменной поверхности, которая увеличивает теплоотдачу с единицы поверхности, но при этом не вызывает высоких гидравлических сопротивлений, является актуальной и практически значимой. В данном исследовании была разработана оригинальная конструкция теплообменной поверхности с выемками волнообразной формы. Такая форма была выбрана в результате анализа научно-технической литературы [1, 2].

### 2. ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для сокращения затрат на разработку физической модели, были использованы методы численного моделирования теплообмена и гидродинамики. Была построена 3D модель теплообменной поверхности (рис.1.), представляющая собой щелевой канал с нанесенным на нагреваемое основание выемками волнообразной формы. Выемки располагались в шахматном порядке с шагом 12 мм (см. рис. 1).

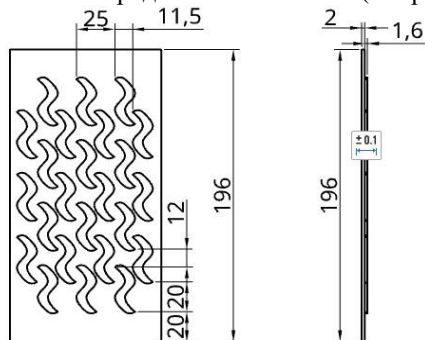


Рис. 1. Схема 3D модели теплообменной поверхности с волнообразными выемками.

Такое расположение было принято на основании имеющихся данных [2] по исследованию теплообмена с поверхностью с цилиндрическими лунками, показавшими высокую

интенсивность теплообмена для щелевых каналов. Важным фактором являлось шахматное расположение выемок и равенство площади пятен выемок.

Для проведения численных расчетов использовался модифицированный полунейвный метод решения уравнений Навье-Стокса (SIMPLEC). Задача решалась с использованием RANS подхода с k-omega SST моделью турбулентности при помощи программных комплексов [3;4]. Скоростной режим при проведении численного исследования изменялся в диапазоне чисел Рейнольдса от 800 до 18000. Достоверность метода исследования была подтверждена верификацией [1], которая показала высокое качество моделирования (отклонение результатов расчета и эксперимента [2] не превысило погрешности экспериментальных исследований).

В результате численных исследований были получены следующие характеристики: температура на стенках канала, температура в потоке и давление потока по длине канала. При известном удельном тепловом потоке от стенок канала по результатам расчета были определены коэффициенты теплоотдачи и коэффициенты гидравлического сопротивления.

Сравнение данных расчета производилось для гладкой теплообменной поверхности, поверхности с цилиндрическими выемками [2] и поверхности с оригинальными волнообразными выемками.

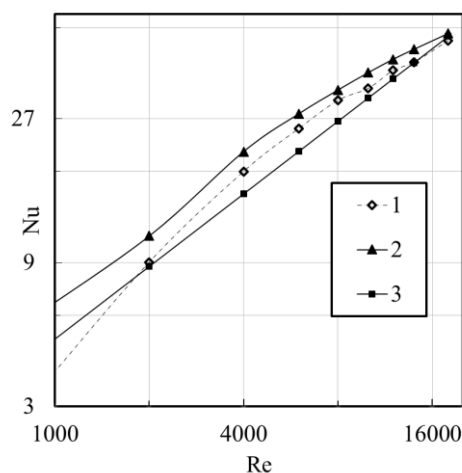


Рис. 2. Теплоотдача с учетом развития поверхности: 1 – экспериментальные данные поверхности с цилиндрическими выемками [2]; 2 – данные результатов численного моделирования для поверхности с выемками волнообразной формы; 3 – расчетные данные для гладкой поверхности.

Динамика распределения теплоэнергетических параметров в расчетной области представлена в виде графиков зависимости  $Nu$  от  $Re$  (рис.2) и  $\xi$  (коэффициент гидравлического сопротивления) от  $Re$  (рис.3).

В результате анализа данных, представленных на рис.2 выявлено, что интенсивность теплообмена для стенки с волнообразными выемками выше, чем для гладкой поверхности или стенки с цилиндрическими лунками. Теплоотдача увеличилась до 22% по сравнению с поверхностью с цилиндрическими лунками, и до 38% по сравнению с гладкой теплообменной поверхностью.

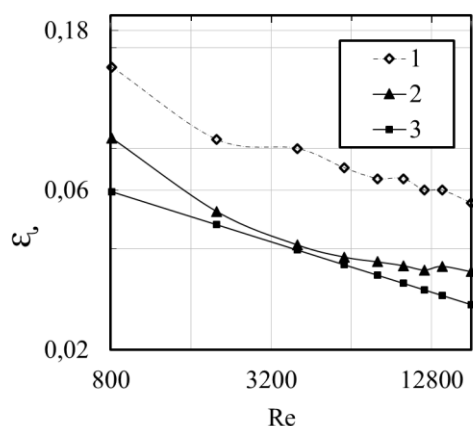


Рис. 3. Коэффициент гидравлического трения с учетом развития поверхности: 1 – экспериментальные данные поверхности с цилиндрическими выемками [2]; 2 – данные результатов численного моделирования для поверхности с выемками волнообразной формы; 3 – расчетные данные для гладкой поверхности.

Анализ результатов численного исследования газодинамических характеристик потока показал, что для теплообменной поверхности с волнообразными выемками гидравлическое сопротивление до 43% ниже, чем для поверхности с цилиндрическими выемками (рис.3.). При сравнении с гладкой поверхностью увеличение коэффициентов гидравлического сопротивления не превысило на 11%.

Однако для корректного сравнения эффективности теплообмена с различными типами поверхности необходимо анализировать теплогидравлические характеристики совместно. В этой связи, на рис.4 представлена теплогидравлическая эффективность для сравняемых поверхностей.

Не смотря, на то, что интенсивность теплообмена для поверхности с цилиндрическими выемками выше чем для гладкой поверхности, оказалось, что теплогидравлическая эффективность будет ниже из-за существенных гидравлических потерь.

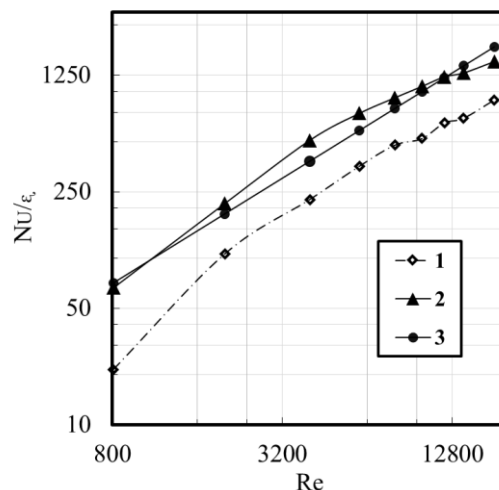


Рис. 4. Теплогидравлическая эффективность с учетом развития поверхности: 1 – экспериментальные данные поверхности с цилиндрическими выемками [2]; 2 – данные результатов численного моделирования для поверхности с выемками волнообразной формы; 3 – расчетные данные для гладкой поверхности.

Для предлагаемой теплообменной поверхности рост гидравлического сопротивления компенсируется увеличением интенсивности теплообмена. В этой связи, теплогидравлическая эффективность возрастает до 1,17 раз по сравнению с гладкой стенкой в диапазоне изменения чисел Рейнольдса  $3000 \leq Re \leq 10000$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исходя из полученных данных, было выявлено что наилучшие результаты были получены в переходном режиме течения  $3000 \leq Re \leq 10000$ . Применение данной конструкции теплообменной поверхности с волнообразными выемками, повышает среднюю теплогидравлическую эффективность на 17% по сравнению с гладкой поверхностью.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Белая В.В.** Численное исследование теплоотдачи и гидравлического сопротивления в каналах с выемками // В сборнике: Новые вопросы в современной науке Сборник статей Международной научно-практической конференции. 2017. С. 43-50.
2. **Габдрахманов И.Р., Щелчков А.В., Попов И.А., Исаев С.А.** Применение пластинчатых теплообменных аппаратов с поверхностными интенсификаторами теплоотдачи в системах «EGR» для улучшения экологических характеристик ДВС // Вестник технологического университета. 2015. Т.18, №5. УДК 536.24.
3. **Code-saturne** // [Электронный ресурс]. – <http://code-saturne.org/cms/> (дата обращения 01.01.2022)
4. **Salome-platform** // [Электронный ресурс]. – <http://salome-platform.org/> (дата обращения 01.01.2022)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВТОРИЧНЫХ ВИХРЕЙ В ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ НА ТЕПЛООТДАЧУ В КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Вторичные течения часто возникают в потоке теплоносителя в кольцевых каналах при различных условиях. Возникновение вторичных вихрей позволяет дополнительно интенсифицировать рассеивание тепловой энергии. [4, 5]

Большинство исследований основываются на положении, что вторичные течения образуются из-за движения одной из поверхностей кольцевого канала. Однако вторичные вихри могут образовываться в закрученном потоке при неподвижных поверхностях кольцевого канала [2, 3]. В предыдущей работе автора [1] было показано, что вторичные потоки типа Тейлора-Гертлера могут образовываться, когда поток закручивается с неподвижными поверхностями кольцевого канала. Однако влияние вихрей Тейлора-Гертлера на интенсификацию теплообмена в кольцевом канале при закручивании потока изучено недостаточно.

### 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Рассматриваемая в данной работе геометрия показана на рисунке 1. Кольцевой канал (2) образован двумя соосными цилиндрами.

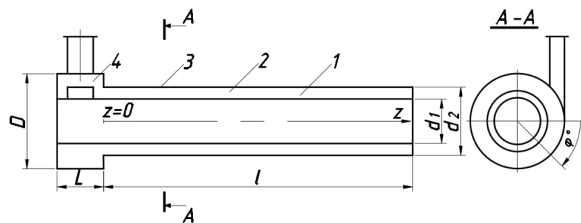


Рисунок 1. Геометрия исследуемого кольцевого канала.

Внутренняя поверхность (1) диаметром  $d_1 = 152$  мм, а наружная (2) диаметром  $d_2 = 184$  мм. Длина канала  $l$  составляет 840 мм. Воздух подается по тангенциальному каналу (3) размерами  $35 \times 70$  мм в вихревой генератор (4) диаметром  $D = 259$  мм и длиной  $L = 126,5$  мм. Движение потока измеряется углом  $\varphi$ . Этот угол измеряется от точки сопряжения тангенциального канала с внутренней поверхностью.

Аэродинамику исследовали с помощью лазерного доплеровского анемометра (LDA). Теплопередачу исследовали с помощью датчиков градиентного теплового потока.

В качестве программного обеспечения для моделирования CFD был выбран ANSYS Fluent. Эта программа основана на методе конечного объема. Для решения задачи рассматривается система уравнений Навье-Стокса. Он состоит из уравнений непрерывности, движения и энергии. В качестве мо-

дели турбулентности была выбрана модель SST  $k-\omega$  с коррекцией кривизны.

Исследование проводилось для сухого воздуха при температуре на входе  $20$  °С. При входе число Рейнольдса  $Re_{вх} = 21 \cdot 10^3$  и число Прандтля  $Pr_{вх} = 0,7$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Анализ скорости для рассматриваемой геометрии генератора закрутки показывает, что односторонняя подача воздуха имеет значительную неравномерность потока по всему объему. Часть воздуха из центра струи поступает в кольцевой канал. Это приводит к потере стабильности потока и появлению еще одного парного вихря.

На входе в кольцевой канал наблюдаются разделения потока, порождающие крупномасштабные нестационарные турбулентные вихревые структуры. Эти вихревые структуры развиваются вниз по течению, как показано на рисунке 2.

Искривление вихрей и их последующее выравнивание вдоль потока приводит к образованию структур, подобных вихрям Тейлора - Гертлера. Эти вторичные потоки постепенно занимают все пространство кольцевого канала. Распространение вторичных вихрей совпадает с углом завихрения основного потока. В этом случае количество вихрей увеличивается в направлении выходного сечения. Таким образом, для прямого кольцевого канала с увеличением  $z$  количество хорошо сформированных вихрей увеличивается с 2 до 14, и процесс формирования новых продолжается.

Изменения безразмерной радиальной скорости (где  $w_r$  - текущая радиальная скорость) в среднем сечении по длине кольцевого канала (где  $d_h = d_2 - d_1$  - гидравлический диаметр) - текущая радиальная скорость показаны на рисунке 3. По всей длине канала наблюдается чередование максимальных и минимальных значений скорости. Это происходит за счет переноса вихревых потоков от сердцевинки потока к стенке и наоборот. Предельные углы закручивания потока на внешней и внутренней поверхностях различны. Поэтому вихревые структуры растягиваются в азимутальном направлении, а затем большие делятся на более мелкие.

Как и в каналах с осевым воздушным потоком без закручивания, коэффициент теплопередачи уменьшается по мере продвижения потока к выпускному участку. Более того, наибольшие его значения в поперечном сечении наблюдаются на траектории закрученной струи, движущейся от вихревого генератора.

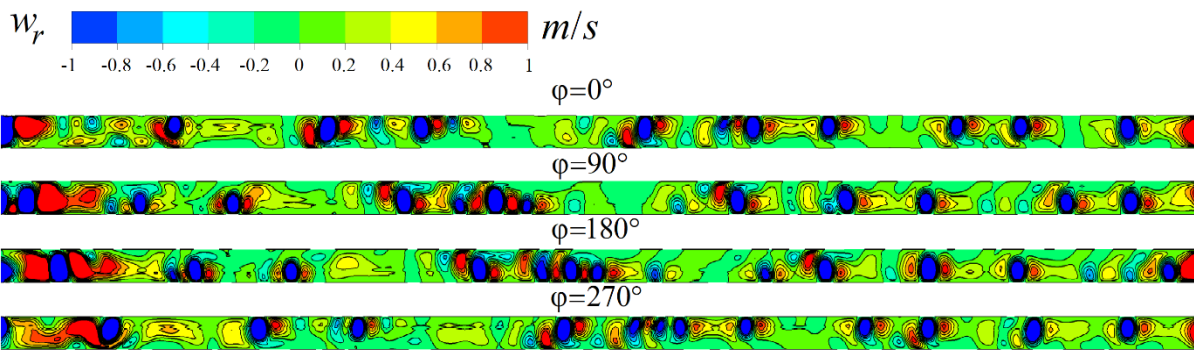


Рисунок 2. Распределение радиальной скорости в продольном сечении в кольцевом канале.

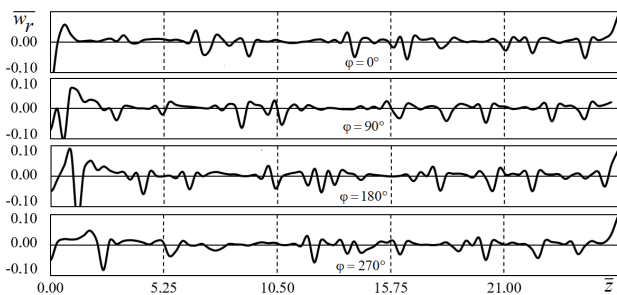


Рисунок 3. Изменение безразмерной радиальной скорости в среднем сечении по длине кольцевого канала.

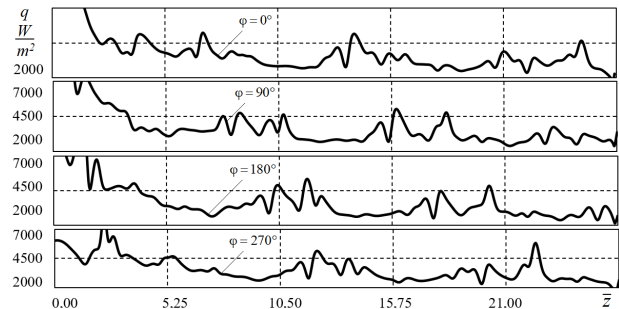


Рисунок 4. Изменение плотности теплового потока по длине кольцевого канала.

Возникновение и трансформация вихревых структур оказывают существенное влияние на распределение теплового потока по поверхностям. Спиральные линии распределений по длине плотностей теплового потока совпадают с предельными углами закручивания потока на них. Существует четкая взаимосвязь между флуктуациями общей скорости и распределением плотности теплового потока, как показано на рисунке 4. Следует отметить, что наибольшая интенсивность теплопередачи на внешней поверхности наблюдается в областях положительных значений радиальной скорости, а на внутренней поверхности – в отрицательных.

Из-за затухания закрученного потока наблюдается значительное снижение среднего коэффициента теплопередачи по длине внешней поверхности. На внутренней стенке падение теплопередачи менее интенсивно. Это объясняется тем фактом, что передача более упорядоченного потока с внешней поверхности на внутреннюю поверхность вторичными вихрями уменьшает консервативное влияние центробежных сил на теплообмен.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было обнаружено, что нестационарные вихри Тейлора - Гертлера постепенно занимают все пространство кольцевого зазора. Возникновение и трансформация этих вторичных потоков влияют на распределение теплового потока по рабочим поверхностям. Наблюдается четкая связь между колебаниями суммарной скорости и плотностью теп-

лового потока на них. Наибольшая интенсивность теплопередачи на внешней поверхности наблюдается в областях положительных значений радиальной скорости, а на внутренней поверхности - в отрицательных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Леухин, Ю.Л.** Исследование аэродинамики и теплоотдачи сужающихся кольцевых каналов с закрученным течением потока / Ю.Л. Леухин, Е.В. Панкратов, С.В. Карпов // Вестник Череповецкого государственного университета. – 2018. – № 1 (82) – С. 34–39.
2. **Митрофанова, О.В.** Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно энергетических установок / О.В. Митрофанова. – М: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 288 с.
3. **Щукин, В.К.** Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах / В.К. Щукин, А.А. Халатов. – М: Машиностроение, 1982. – 200 с.
4. **Görtler, H.** Dreidimensionales zur Stabilitätstheorie laminarer Grenzschichten / H. Görtler. – 1955. – № 35.
5. **Taylor, G.I.** Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders / G.I. Taylor // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character. – 1923. – Vol. 223 – № 605–615 – P. 289–343 – doi:10.1098/rsta.1923.0008.



## РАЗРАБОТКА СТАБИЛЬНОГО СОСТАВА МНОГОКОМПОНЕНТНОГО ХЛАДОНОСИТЕЛЯ С НАНОЧАСТИЦАМИ $Al_2O_3$ , $ZnO$

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с совершенствованием техники и в частности в связи с разработкой и внедрением энергосберегающих технологий, удельные тепловые нагрузки в оборудовании в таких отраслях как электроника и микроэлектроника, теплоэнергетика постоянно увеличиваются. Это же отмечается и в области низкотемпературной техники. Низкие температуры и связанные с их получением или использованием техника, технологии имеют одну из самых широких областей применения в хозяйстве и касаются многих аспектов частной жизни человека. Низкотемпературная техника является одним из основных потребителей электрической энергии (бытовые, коммерческие и промышленные холодильные установки, кондиционеры, криогенное оборудование и др.). При этом необходимо учитывать, что низкие температуры вносят дополнительные ограничения, новые взаимосвязи, изменяют степень взаимного влияния элементов систем, аппаратов и вносят иные особенности в процессы, что зачастую требует детального рассмотрения. Среди таких задач вопросы тепло- и массообмена многокомпонентных текучих сред. В этом направлении при разработке и внедрении современных технологий предъявляются более строгие требования как к теплообменному оборудованию, так и к используемым тепло- и хладоносителям, которые должны справляться с задачей передачи все большего количества теплоты. Энергетическая эффективность и надежность работы установок сегодня еще в большей степени зависит от их теплофизических и эксплуатационных свойств. При этом традиционные тепло- и хладоносители, такие как вода, масла, водные растворы этиленгликоля и пропиленгликоля (ПГ) в силу своих теплофизических свойств не всегда обеспечивают требуемую эффективность процесса теплоотдачи в конкретном теплообменном оборудовании.

Модификация состава тепло- и хладоносителей осуществляется чаще всего эмпирическим подбором основных и вспомогательных компонентов, комбинация которых должна обеспечивать антикоррозионную защиту оборудования, высокие значения теплоемкости и теплопроводности, низкие значения вязкости.

Одним из способов улучшения теплофизических свойств хладоносителей является введение в их состав твердых наночастиц, добавка которых повышает теплопроводность базовой жидкости. Это способствует получению более высоких значений коэффициента теплоотдачи в теплообменном

оборудовании [1-3]. Большинство авторов представляют результаты экспериментальных исследований коэффициента теплоотдачи при разных режимах течения наножидкости внутри труб и теплообменных аппаратов, состоящего в основном из двухкомпонентного нанотеплоносителя с добавкой НЧ в составе которого входят: вода / ПГ / оксиды металлов ( $Al_2O_3$ ,  $CuO$ ,  $FeO$ ). Показано увеличение коэффициента теплоотдачи от 15 до 40% [4]. Однако, в большинстве других исследований этот эффект существенно меньше [5]. Четкой зависимости между концентрацией наночастиц и величиной коэффициента теплоотдачи также не прослеживается, так как более важна седиментационная стабильность (при правильно подобранном составе и наличии агрегативной устойчивости наночастиц), которая влияет на интерфаксацию теплоотдачи и теплофизические свойства вещества в целом. Вместе с тем следует отметить существенные проблемы при создании нанохладоносителей, ограничивающие их широкое внедрение в практику: увеличение вязкости наножидкости по сравнению с базовым образцом вследствие введения наночастиц и снижения температуры; агрегативная нестабильность наночастиц в жидкости при несоблюдении технологии приготовления наножидкости, сложность подбора веществ - сурфактантов и поиска их оптимальной концентрации.

Основные задачи данной работы:

- определение типа и концентрации наночастиц (НЧ), наиболее подходящих для использования в качестве добавки в хладоносители;
- определение типа и концентрации поверхностно-активных веществ (ПАВ), обеспечивающих агрегативную стабильность наночастиц;
- подбор веществ, регулирующих вязкость (ВРВ) нанохладоносителя таким образом, чтобы нивелировать негативный эффект от увеличения вязкости, связанный с присутствием наночастиц.

### 2. МАТЕРИАЛЫ, МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Раствор вода / ПГ подвергся модификации. На рис. 1 показаны этапы приготовления нанохладоносителя. Использовалась следующая методика. На первом этапе сухие НЧ смешивались с регулирующим вязкость веществом, количество которого определялось в соответствии с составом нанохладоносителя. Второй этап включал в себя перемешивание с помощью вибрационной мешалки (КТ-2000), заполненной шариками из  $ZrO_2$  диаметром 2 мм. Третий этап, необходимый для более эффективного разрушения агломератов. В ходе него перио-

дически (каждые 3-4 часа) нанофлюид, находящейся в колбе подвергался ультразвуковому воздействию в течение 30 минут с использованием ультразвуковой ванны (частота 42 кГц, мощность 0.07 кВт). Длительность процесса дробления наночастиц составляла 24 часа.

В результате проведенных работ в качестве добавки к хладоносителю выбраны НЧ оксидов цинка и алюминия ( $ZnO$ ,  $Al_2O_3$ )  $\alpha$ -модификации (производства OCHV.RU, с размером 40 нм), с чистотой 98%, удельная поверхность (метод БЭТ) 35-49 м<sup>2</sup>/г. Концентрация компонентов (вода / ПГ / ВРВ / НЧ) 48,24 / 46,38 / 4,85 / 0,53 % масс.



Рис. 1. Этапы приготовления нанохладоносителя

Для подбора сурфактанта, который обеспечивал бы агрегативную стабильность наночастиц ( $ZnO$ ,  $Al_2O_3$ ) были исследованы несколько веществ из серии анионных и катионных ПАВ. Наблюдение в течение 12 дней показало, что добавка анионных ПАВ приводила к осаждению наночастиц с образованием осадка и визуально прозрачного слоя жидкости над ним во всех образцах. Единственный образец, в котором хладоноситель визуально оставался непрозрачным был образец с добавками сульфанола (анионного ПАВ). На следующем этапе исследования осуществлялся подбор оптимальной концентрации. Так как требуемая концентрация ПАВ зависит от массовой концентрации наночастиц и от их размера (удельной поверхности), то образцы хладоносителя для исследования готовились из расчета концентрации сульфанола к концентрации с оптимальным соотношением НЧ ( $ZnO$ ,  $Al_2O_3$ ) / ПАВ для рассматриваемого хладоносителя является 0,2:1 (масс.).

Измерения коэффициента поглощения  $A$  образцов нанофлюида относительно базовой жидкости проводились на спектрофотометре в плоскопараллельных кюветах с длиной оптического пути 4 мм при длине волны 350 нм. Оценены результаты изменения величины  $A$  в зависимости от концентрации ПАВ и времени хранения образцов. Полученные данные указывают на отсутствие агрегации наночастиц в исследуемом образце. Это показывает, что полученные образцы нанофлюидов можно использовать в устройствах с вынужденной циркуляцией хладоносителя.

Примеси наночастиц  $ZnO$ ,  $Al_2O_3$  в растворе приводят к увеличению вязкости хладоносителя относительно базовой жидкости, причем наибольшее увеличение вязкости на 15 % наблюдается при 253 К. Примеси ВРВ приводят к снижению вязкости смеси в области низких температур 253 – 273 К. В качестве ВРВ использовался одноатомный спирт с чистотой 98,5%. Следовательно, повышение вязкости практически полностью компенсируется добавками 4,85 % ВРВ. На практике общее возможное увеличение вязкости в этом интервале температур ожидается невысоким и не должно приводить к существенному росту расхода электроэнергии на работу насосов для систем перекачки хладоносителя в холодильных системах с вторичным теплоносителем.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы проведена разработка стабильного многокомпонентного состава нового типа хладоносителя с добавлением наночастиц оксидов металлов  $Al_2O_3$ ,  $ZnO$ . Предложена методика двухступенчатого приготовления нанофлюида и использования ПАВ вместе с веществом, регулирующим вязкость. Представлены результаты исследования визуальной седиментационной стабильности такого нано-хладоносителя. Таким образом, варьирование концентрациями ВРВ и НЧ позволяет получить новую модификацию хладоносителей, которая обладает относительно небольшим значением вязкости в заданном интервале низких температур и повышенным значением теплопроводности, что должно быть темой исследований с привлечением полноразмерного теплообменного оборудования.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-19-00018).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S.U.S. Choi, Z.G. Zhang, W. Yu, F.E. Lockwood, E.A. Grulke. Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspensions // *Applied Physics Letter*, 2001. Vol. 79. P. 2252–5.
2. Javed S., Ali H.M., Babar H., Khan M.S., Janjua M.M., Bashir M.A. Internal convective heat transfer of nanofluids in different flow regimes // *A comprehensive review. Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 2020. P. 538.
3. Srinivas T., Vinod A.V. Natural convection heat transfer using water-based nanofluid in a shell and helical coil heat exchanger // *Chemical Papers*, 2021. Vol. 75. № 6. P. 2407 – 2416.
4. Manay E., Mandev E. Experimental investigation of mixed convection heat transfer of nanofluids in a circular microchannel with different inclination angles // *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 2019. Vol. 135. № 2. P. 887 – 900.
5. Duangthongsuk W., Wongwises S. An experimental study on the heat transfer performance and pressure drop of  $TiO_2$ -water nanofluids flowing under a turbulent flow regime // *International journal of heat and mass transfer*, 2010. Vol. 53. № 1. P. 334-344.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ ФРАГМЕНТОВ ПРИ МИКРО-ВЗРЫВЕ И ДИСПЕРГИРОВАНИИ СУСПЕНЗИОННЫХ ТОПЛИВ

### АННОТАЦИЯ

Представлены результаты экспериментальных исследований по определению количества, размеров, скоростей движения, энергий и компонентного состава вторичных фрагментов, образующихся при микро-взрыве и диспергировании суспензионных топлив. В качестве основных компонентов суспензионных топлив использованы: вода, рапсовое масло, уголь, древесина, резина. Установлены условия устойчивой реализации двух режимов фрагментации капель: микро-взрыв и диспергирование. За счет использования флуорофоров и методов лазерной диагностики потоков выделены компоненты в составе вторичных фрагментов суспензионных топлив (вода, жидкий горючий компонент, твердые частицы). Показаны условия интенсивного вторичного измельчения каждого из компонентов суспензионных топлив. Полученные результаты являются предпосылками для развития технологий вторичного измельчения с целью интенсификации перемешивания и сжигания топлив, очистки жидкостей от примесей, интенсификации фазовых превращений и теплообмена в энергетическом оборудовании.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Результаты исследований [1-9] позволили обосновать комплексную экологическую, экономическую, энергетическую и социальную привлекательность суспензионных топлив, в составе которых может быть реализована утилизация отходов углеобогащения и нефтепереработки, а также снижены газовые антропогенные выбросы за счет использования воды в качестве одного из их компонентов. Однако использование воды в составе суспензионных топлив приводит к росту инерционности прогрева последних [10-12], а также увеличению их времени задержки зажигания [13-15]. На базе результатов исследований [2,3,5,16,17] можно сделать вывод о том, что концентрация и размеры твердых частиц в составе капель суспензий оказывают существенное влияние на их прогрев, испарение и последующее зажигание. Важно изучить влияние факторов концентрации, размеров и типа твердых частиц в составе суспензионных топлив на режимы фрагментации и основные характеристики вторичных фрагментов: количество, размеры, скорости движения, компонентный состав.

Цель настоящей работы – определение количества, размеров, скоростей движения, энергии и компонентного состава вторичных фрагментов, образующихся при фрагментации нагреваемых капель суспензионных топлив.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Анализ результатов [1] показывает, что для контроля количества, размеров, скоростей движения, компонентного состава и энергии вторичных фрагментов целесообразно применение схемы нагрева капель суспензионных топлив в пламени (рис. 1). При нагреве в пламени формируется максимальное количество вторичных фрагментов по сравнению с нагревом капель в муфеле, на подложке или потоке разогретого воздуха [1].

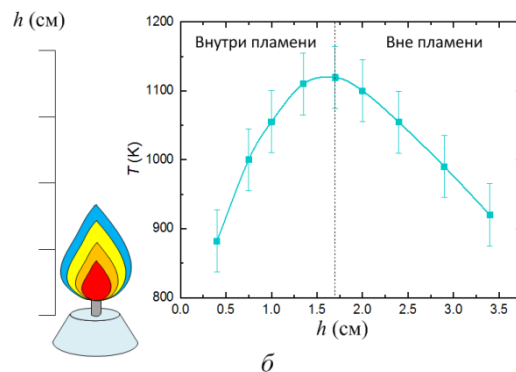
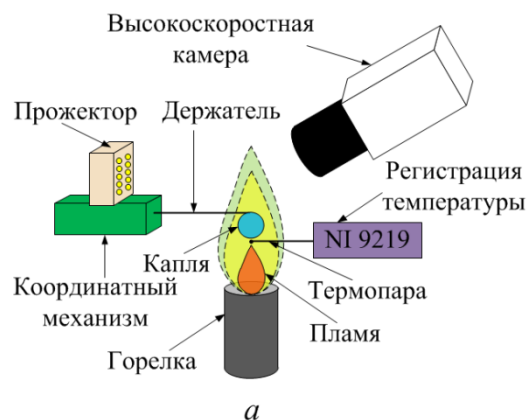


Рис. 1. Схема проведения эксперимента при нагреве в пламени (а); схема измерения температуры в области регистрации (б).

Методика генерации капель аналогична использованной в [18]. Использовались два электронных дозатора Finnpipette Novus (шаг варьирования генерируемого объема 0.1 мкл). На первом этапе формировалась капля воды заданного объема и подвешивалась на держатель. Далее формировалась капля рапсового масла, которая растекалась по поверхности капли воды, образуя на ее поверхности пленку толщиной 0.05–0.5 мм. Толщина пленки масла зависела от генерируемого объема капли. Для определения толщины пленки горючей жидкости при различных ее концентрациях использовал-

ся панорамно-оптический метод лазерно-индуцированной флуоресценции (PLIF). В качестве флуорофора применялся Rhodamine B с концентрацией в воде 10000 мкг/л, аналогично опытам [18].

Для создания высокотемпературной пламенной зоны применялось горелочное устройство с жидким топливом (горючее вещество – этиловый спирт, максимальная температура 1150 К) (рис 1). Контроль температуры в пламени осуществлялся с использованием системы, состоящей из комплекса сбора данных National Instruments и малоинерционных термопар с погрешностью измерения температуры менее чем  $\pm 3$  К и погрешности измерения времени менее чем 0.1 с. Для калибровки системы температура пламени измерялась в нескольких сечениях на разном расстоянии от горелочного устройства с шагом 0.5 см. Схема и результаты измерения температуры приведены на рис. 1б.

Исследуемые капли вводились в область регистрации с помощью координатного механизма, на конце которого располагался держатель, представляющий нихромовую проволоку диаметром 0.2 мм. Область регистрации подсвечивалась с помощью диодного прожектора MultiLed QT для улучшения контрастности изображения исходной капли и вторичных фрагментов. Особенности процессов нагрева, испарения и фрагментации капель регистрировались с помощью высокоскоростной видеокамеры Phantom Miro M310 (Vision Research, США), со следующими характеристиками: 3260 кадров в секунду при разрешении 1280×800 пикселей; минимальное время экспозиции 1 мкс; размер пикселей 20 мкм; память 12 Гб. Частота съемки при проведении экспериментов составляла 5400 кадров в секунду при разрешении 768×768 пикселей. Полученные по результатам экспериментов видеокдры обрабатывались в программном обеспечении Phantom Camera Control. При обработке регистрировались время задержки начала распада капель суспензионных топлив, а также их начальные размеры. Систематические погрешности определения параметров не превышали 0.001 с и 0.025 мм, соответственно. Начальный размер капель суспензионных топлив измерялся в момент их непосредственного ввода в зону нагрева. Для этого начальный диаметр капли измерялся в двух сечениях, после чего вычислялся средний диаметр капли и радиус.

Для оценки эффективности измельчения рассчитывалось отношение площади свободной поверхности родительской капли ( $S_0$ ) и образованных вторичных фрагментов ( $S_1$ ). Так как при взаимодействии капель не все образованные дочерние капли попадали в область регистрации, то рассчитывались объемы капель до ( $V_0$ ) и после взаимодействия ( $V_1$ ). Количество вторичных фрагментов увеличивалось пропорционально их размеру для выполнения условия ( $V_0 = V_{cd}$ ). Итоговое отношение площадей поверхности испарения после и до микро-взрыва определялось с учетом выражения:

$$\frac{S_1}{S_0} = \frac{(N_{cd} \cdot 4\pi r_{cd}^2)}{4\pi R_d^2} = \frac{V_0 r_{cd}^2}{V_{cd} R_d^2} = \frac{\frac{4}{3}\pi R_d^3 r_{cd}^2}{\frac{4}{3}\pi R_d^2 r_{cd}^3} = \frac{R_d}{r_{cd}}. \quad (1)$$

Для вычисления количества ( $N_{cd}$ ) и размеров ( $r_{cd}$ ) вторичных фрагментов применялся авторский программный код, написанный в Mathematica. Его основные фрагменты и соответствующие пояснения приведены в [19]. На полученных в ходе экспериментов видеокдрах определялись моменты распада исходных капель с образованием вторичных фрагментов, которые затем конвертировались в формат tiff-image и загружались в Mathematica. Программа для анализа последствий распада капель состояла из двух частей: 1 – поиск порога бинаризации; 2 – основной обработчик (выделение элементов, вычисление их количества и размеров с учетом масштабного коэффициента). В рамках каждой части реализовывалось вычитание фона. С помощью главных функций основного обработчика (Morphological Binarize и Median filter) осуществлялось выделение темных контрастных объектов – вторичные фрагменты на светлом фоне. Каждый ограниченный объект представлялся в виде сферической капли, имеющей размер ограниченного объекта. Далее происходило вычисление количества вторичных фрагментов и их размеров. Погрешности определения размеров вторичных фрагментов не превышали 4%.

Для учета вторичных фрагментов, выходящих за глубину резкости объектива, выполнялись дополнительные эксперименты с варьированием последней и рассчитывались корректирующие коэффициенты, на которые домножались значения количества и размеров вторичных фрагментов. Для всех экспериментов проводилась ручная фокусировка при помощи специальной калибровочной мишени Multi-Function Calibration Target. При помощи такой мишени определялась глубина резкости объектива. Для этого мишень устанавливалась в области регистрации. Настраивался фокус в ручном режиме на нулевую отметку. Затем измерялось расстояние до следующей видимой метки на мишени. Это расстояние и являлось глубиной резкости. Таким же образом определялся масштабный коэффициент. Координатная сетка выбиралась таким образом, чтобы масштабный коэффициент был в 3 раза меньше характерного размера капли. Не менее 3 пикселей соответствовало самым мелким каплям, образующимся при микро-взрывном дроблении исходных капель. Размеры области регистрации варьировались от 10x10 мм до 15x15 мм.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные эксперименты позволили выявить типичные режимы фрагментации капель суспензионных топлив: диспергирование (частичная фрагментация, при которой образуются вторичные фрагменты радиусами более 10 мкм и общим количеством не более 25 капель) и микро-взрыв (полный распад родительской капли с образованием мелких вторичных фрагментов с размерами менее

10 мкм). Кадры с изображением капель для соответствующих режимов показаны на рис. 2а.

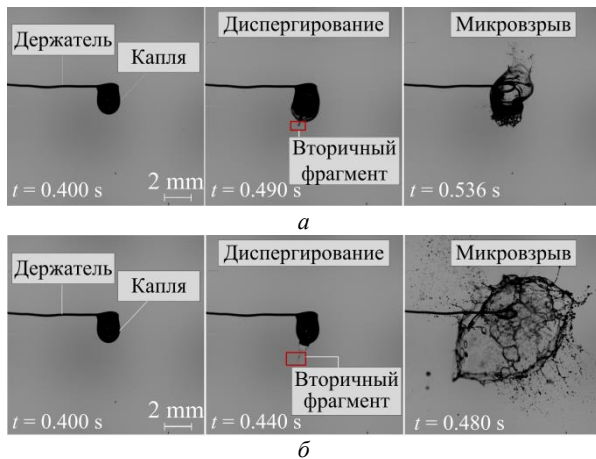


Рис. 2. Кадры с изображением капель вода/рапсовое масло (объемная доля воды 10 %,  $R_{d0}=1.061$  мм) для режимов фрагментации: диспергирование при  $T_a \approx 723$  К (а) и микро-взрыв при  $T_a \approx 843$  К (б).

Определены распределения вторичных фрагментов по размерам для различных температур внешней газовой среды (рис. 3): 723 К (1), 843 К (2) и 1073 К (3). Температура внешней газовой среды оказывает существенное влияние на характеристики вторичных фрагментов, т.к. этот параметр значительно влияет на режим распада (диспергирование и микро-взрыв или их последовательная реализация). При проведении экспериментов, микро-взрыву предшествовали 2–3 этапа с диспергированием, в результате чего образовывались более крупные вторичные фрагменты. При достижении высоких температур, при которых единственным режимом распада является микро-взрыв, характер распределений не изменяется. Такой минимальной температурой, при которой достигаются условия стабильного и быстрого взрывного дробления капель всех исследованных составов, является 900 К. Полученный результат хорошо соответствует заключениям по результатам экспериментов [2].

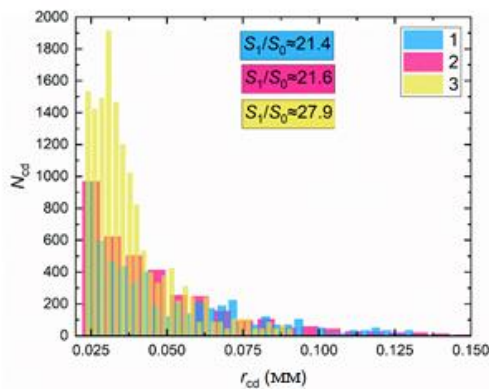


Рис. 3. Распределения вторичных фрагментов по размерам для различных температур нагрева: 723 К (1), 843 К (2) и 1073 К (3). Параметры эксперимента: вода/рапсовое масло (объемная доля воды 10 %,  $R_{d0}=1.061$  мм).

Энергетический баланс вторичных фрагментов, образующихся при диспергировании/микро-взрыве, характеризуется их кинетической и поверхностной энергией. Рис. 4 иллюстрирует вычисленные значения соотношения поверхностной и кинетической энергии вторичных фрагментов. Приведенные на рис. 4 результаты представляют интерес для развития современных моделей микро-взрывного измельчения капель жидкостей.

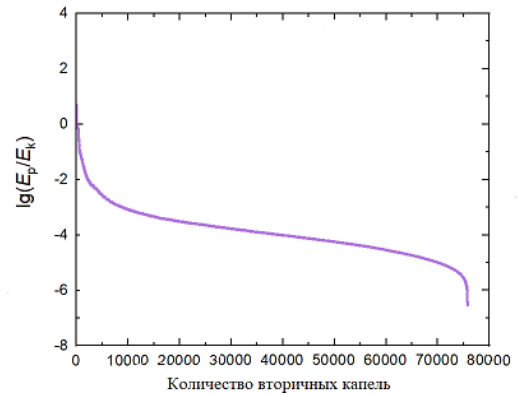


Рис. 4. Соотношения поверхностной и кинетической энергии вторичных фрагментов при параметрах эксперимента: вода/рапсовое масло (объемная доля воды 10 %,  $R_{d0}=1.061$  мм,  $T_a \approx 843$  К, массовая доля опилок 10 %), количество вторичных фрагментов для данного эксперимента с  $E_p > E_k = 7592$ ,  $E_k \geq E_p = 75686$ .

На рис. 5 представлена круговая диаграмма с демонстрацией вклада всех исследованных факторов (температуры, начальных размеров, концентраций и типа компонентов и т.д.). Показано, что наибольшее влияние на характеристики вторичных фрагментов (размеры и скорости) оказывают температура внешней газовой среды, концентрация горючего компонента и тонина помола твердых добавок в виде угольных частиц. За счет их раздельного и согласованного совместного изменения можно варьировать значения интегральных характеристик микро-взрыва в широких диапазонах. Результаты обобщения выполненных экспериментов в виде круговой диаграммы (рис. 5) важны для развития топливных технологий в области распыления топлив в двигателях внутреннего сгорания и топках котельных агрегатов.

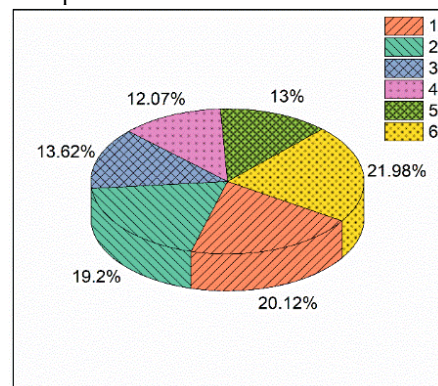


Рис. 5. Круговая диаграмма с вкладом всех факторов для диапазона температуры 723-1073 К (1), начальных размеров 0.842-1.127 мм (2), концентраций воды 10-30 %

(3), тип добавок (уголь, древесина, резина) (4), концентраций твердого компонента (угля) 0-60 % (5), размеров твердых частиц угля 30-110 мкм) (6).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные эксперименты позволили обосновать, что концентрация и размеры твердых частиц в составе капель суспензионных топлив оказывают существенное влияние на режимы их фрагментации. В частности, установлены следующие режимы поведения капель суспензий при нагреве: микро-взрыв и диспергирование. Каждому из этих режимов характерны разные характеристики вторичных фрагментов. В частности, установлены следующие максимальные отношения площадей поверхности жидкости по итогу вторичного измельчения относительно исходных значений: режим диспергирование – значение  $S_1/S_0 \approx 16$ ; режим микро-взрыв – значение  $S_1/S_0 \approx 21.6$ .

По результатам экспериментов установлены основные механизмы управления режимами фрагментации перспективных топливных суспензий, содержащих от двух до трех основных компонентов. Показано, что для обеспечения микро-взрыва целесообразны следующие условия: высокая температура внешней газовой среды (более 900 К), мелкие размеры исходных капель (менее 500 мкм), высокая концентрация горючего компонента (более 90 %). Определены основные процедуры для получения заданных размеров и других характеристик вторичных фрагментов суспензионных топлив: размеры 20-800 мкм, скорости движения 0-120 м/с, отношения энергий  $E_p/E_k=0-3000$ , отношение площадей поверхности испарения после и до распада  $S_1/S_0=15-30$ .

*Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РНФ 21-71-10008, <https://rscf.ru/project/21-71-10008/>.*

#### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$R_{d0}$  – радиус родительской капли, мм;  
 $r_{cd}$  – радиус вторичного фрагмента, мм;  
 $N_{cd}$  – количество вторичных фрагментов;  
 $S_0$  – свободная площадь родительской капли, мм<sup>2</sup>;  
 $S_1$  – свободная площадь вторичных фрагментов, мм<sup>2</sup>;  
 $V_0$  – объем капли до взаимодействия, мкл;  
 $V_1$  – объем капли после взаимодействия, мкл;  
 $V_{cd}$  – объем вторичных фрагментов, мкл;  
 $T_a$  – температура нагрева, К;  
 $T$  – температура пламени, К;  
 $h$  – высота пламени, см;  
 $t$  – время, с;  
 $E_p$  – потенциальная энергия вторичных фрагментов, Дж;  
 $E_k$  – кинетическая энергия вторичных фрагментов, Дж.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Antonov, D. V., Fedorenko, R.M., Strizhak, P.A., Nissar, Z., Sazhin, S.S. Puffing/micro-explosion in composite fuel/water droplets heated in flames // *Combust and Flame*. 2021. Vol. 233. P. 111599.  
2. Antonov, Dmitry V., Fedorenko, R.M., Strizhak, P.A. Child droplets produced by micro-explosion and puffing of

two-component droplets // *Appl. Therm. Eng.* 2019. Vol. 164. P. 114501.

3. Avulapati, M.M., Megaritis, T., Xia, J., Ganippa, L. Experimental understanding on the dynamics of micro-explosion and puffing in ternary emulsion droplets // *Fuel*. 2019. Vol. 239. P. 1284-1292.

4. Kadota, T., Yamasaki, H. Recent advances in the combustion of water fuel emulsion // *Prog. Energy Combust. Sci.* 2002. Vol. 28. P. 385-404.

5. Shlegel, N., Strizhak, P., Tarlet, D., Bellettre, J. Comparing the integral characteristics of secondary droplet atomization under different situations // *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 2019. Vol. 108. P. 104329.

6. Fostiropoulos, S., Strotos, G., Nikolopoulos, N., Gavaises, M. A simple model for breakup time prediction of water-heavy fuel oil emulsion droplets // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2021. Vol. 164. P. 120581.

7. Sazhin, S.S., Bar-Kohany, T., Nissar, Z., Antonov, D., Strizhak, P.A., Rybdylova, O.D. A new approach to modeling micro-explosions in composite droplets // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2020. Vol. 161. P. 120238.

8. Shinjo, J., Xia, J., Ganippa, L.C., Megaritis, A. Physics of puffing and microexplosion of emulsion fuel droplets // *Phys. Fluids*. 2014. Vol. 26. P. 103302.

9. Yi, P., Li, T., Fu, Y., Xie, S. Transcritical evaporation and micro-explosion of ethanol-diesel droplets under diesel engine-like conditions // *Fuel*. 2021. Vol. 284. P. 118892.

10. Glushkov, D. O., Strizhak, P.A., Chernetskii, M.Y. Organic coal-water fuel: Problems and advances (Review) // *Therm. Eng.* 2016. Vol. 63. P. 707-717.

11. Nyashina, G.S., Shlegel, N.E., Vershinina, K.Y., Strizhak, P.A. Industrial Waste as Part of Coal-Water Slurry Fuels // *Energy and Fuels*. 2018. Vol. 32. P. 11398-11410.

12. Nyashina, G. S., Vershinina, K.Y., Dmitrienko, M.A., Strizhak, P.A. Environmental benefits and drawbacks of composite fuels based on industrial wastes and different ranks of coal // *J. Hazard. Mater.* 2018. Vol. 347. P. 359-370.

13. Chen, X., Zhao, L., Zhang, X., Qian, C. An investigation on characteristics of coal-water slurry prepared from the solid residue of plasma pyrolysis of coal // *Energy Convers. Manag.* 2012. Vol. 63. P. 70-75.

14. Khodakov, G.S. Coal-water suspensions in power engineering // *Therm. Eng.* 2007. Vol. 54. P. 36-47.

15. Lishtvan, I.I., Falyushin, P.L., Smolyachkova, E.A., Kovrik, S.I. Fuel suspensions based on fuel oil, peat, waste wood, and charcoal // *Solid Fuel Chem.* 2009. Vol. 43. P. 1-4.

16. Strizhak, P., Volkov, R., Moussa, O., Tarlet, D., Bellettre, J. Child droplets from micro-explosion of emulsion and immiscible two-component droplets // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2021. Vol. 169. P. 120931.

17. Girin, A.G. Drop deformation and acceleration: The effects of inertia in fragmentation // *At. Sprays*. 2014. Vol. 24. P. 349-366.

18. 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.

19. Antonov, D., Vysokomornaya, O., Piskunov, M., Shlegel, N. Analysis of statistical data on drop collisions in an aerosol flow during experiments // *EPJ Web Conf.* 2019. Vol. 196. P. 00013.

В. Ю. Митяков, А. В. Митяков, Ю. В. Андреев, В. М. Проскурин,  
А. В. Павлов, Н. Е. Кикоть.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая, 29

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ФАКЕЛЬНОМ СЖИГАНИИ ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При интенсификации теплообмена в конвективной части котла со стороны дымовых газов традиционно и усиленно применяют оребрение, направляющие аппараты и т.п [1, 2].

Интенсификация теплообмена путем воздействия на факел встречается намного реже [3] во многом это связано со сложностью измерения тепловых потоков и не однозначностью результатов термометрии.

Оценить изменения тепловыделения от пламени возможно при прямом измерении теплового потока [4, 5].

Градиентная термометрия – методика, основанная на использовании гетерогенных градиентных датчиках теплового потока (ГГДТП) [6], позволит измерить местную плотность теплового потока [5].

### 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе рассмотрено изменение тепловыделения от факела при установке турбулизатора потока – решетки из нержавеющей стали с толщиной проволоки 2 мм и шагом 14 мм (рис.1).

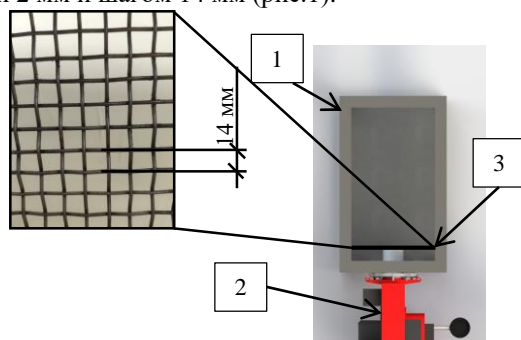


Рис. 1 Экспериментальный стенд:  
1 – металлический каркас; 2 – горелка;  
3 – решетка – турбулизатор.

Эксперименты проводились на горелке «OILON» типа КР-6 с форсункой «DANFOS» 1.75 60 S. В качестве топлива применялся дизель, окислитель – воздух. Расход топлива на данном режиме составил 7,95 кг/ч, расход окислителя настраивался по штатной шкале на горелке, до получения стабильного факела.

Измерения локальной плотности теплового потока осуществлялись при помощи измерительного зонда (рис. 2).

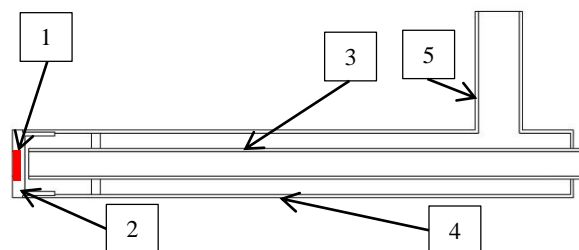


Рис.2 Измерительный зонд:  
1 – ГГДТП; 2 – латунная пята; 3 – труба для подачи воды; 4 – внешний кожух; 5 – патрубок отвода воды.

### 2.1. Результаты эксперимента

В номинальном режиме работы горелки (без турбулизатора) наблюдается перегретая зона и широкая зона низкотемпературного горения (рис. 3)

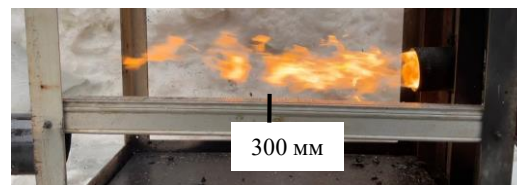
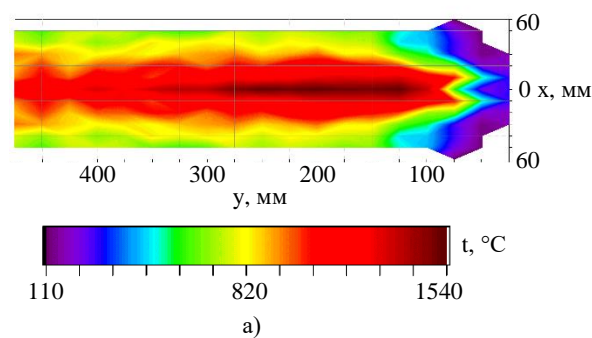


Рис. 3 Режим горения без турбулизатора:  
а – поле температуры;  
б – фотография пламени.

Этот режим работы соответствует классическому представлению струйного факела [7]. Вблизи горелки наблюдается зона «холодного пламени» – зона в которой горение происходит по периферии пламени, основная масса топлива еще не вступила в реакцию. Средняя плотность теплового потока на этом режиме составляет 48 кВт/м<sup>2</sup>.

При установке турбулизатора вблизи пламенной головы температурное поле кардинально меняется (рис 4).

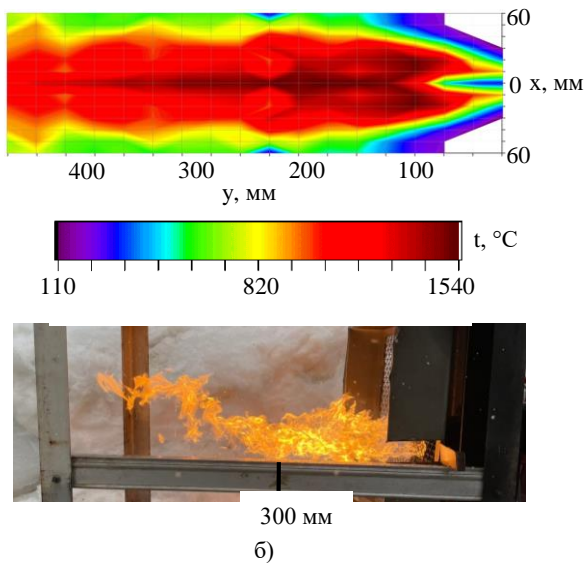
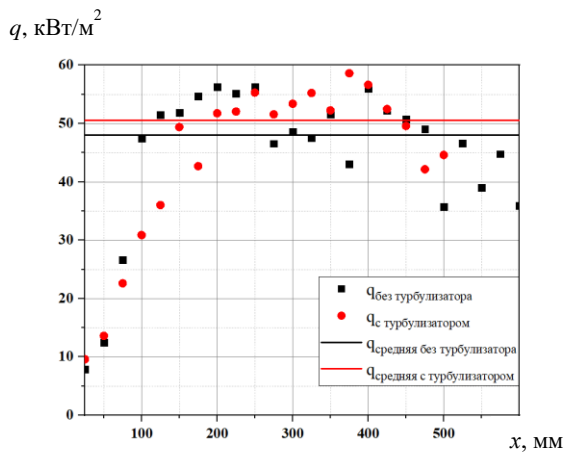


Рис. 4 Режим горения с турбулизатором:  
а – поле температуры;  
б – фотография пламени.

Значение температуры на этом режиме не отличается от режима, представленного на рис.3. Отличие заключается в увеличении зоны с высокой температурой и уменьшении зоны «холодного пламени». Также по форме факела можно заметить его изгиб к концу топки, что говорит о снижении скорости факела. Средняя плотность теплового потока на этом режиме составляет  $50,6 \text{ кВт/м}^2$ . Результаты измерения плотности теплового потока представлены на рис.5.



### 3. ВЫВОД

Установка турбулизатора при факельном сжигании дизельного топлива позволила увеличить среднюю плотность теплового потока на 5 %.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михайлов А. Г. Эффективные поверхности теплообмена в топке газотрубного котла: монография / А. Г. Михайлов, П. А. Батраков // Минобрнауки России, ОмГТУ. Омск: Изд-во ОмГТУ. 2014. С. 120.
2. Попов И. А. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена: Интенсификация теплообмена: монография / И. А. Попов, Х. М. Махьянов, В. М. Гуреев под общ. ред. Ю. Ф. Гортышова // Казань: Центр инновационных технологий. 2009. С 590.
3. Демченко В. Г., Дуняк О. В. Исследование аэродинамики в реверсивной топочной камере// Пром. Теплотехника. 2012. Т.34, № 6. С. 46-52.
4. Санатуллоев Р. Р. Степень черноты диффузионного пламени углеводородного топлива // Р. Р. Санатуллоев, С. И. Ксенофонов // Вестник ЧГПУ им. И. Я. Яковлева. 2012. №4, Т.76. С 159-163.
5. Павлов А. В. Измерение локальной плотности теплового потока методом градиентной теплотметрии в топке котла ДКВр-10/13 / А. В. Павлов, А. В. Бикмулин, П. Г. Бобылев, Н. Е. Кикоть, В. М. Проскурин, Ю. В. Андреев // Развивая энергетику будущего, Санкт-Петербург, 2021. 10-11 декабря. Сборник докладов Международной научно-практической конференции для представителей сообщества молодых инженеров ТЭК. Санкт-Петербург. С. 115-118.
6. Sapozhnikov S. Z., Mityakov V. Yu. / Heatmetry. The Science and Practice of Heat Flux Measurement // St.-Petersburg: Springer International Publishing, 2020, p 209.
7. Снегирев А. Ю. Испарение жидкости и диффузионное горение конденсированных топлив: учеб. пособие / А. Ю. Снегирев, В. А. Талалов, В. В. Степанов // СПб: Изд-во Политехн. ун-та. 2017. С 218.



## УСЛОВИЯ ПЕРЕХОДА ОТ НЕОХЛАЖДАЕМЫХ К ОХЛАЖДАЕМЫМ ОПТИЧЕСКИМ ЭЛЕМЕНТАМ

### 1 ВВЕДЕНИЕ

Различают неохлаждаемые и охлаждаемые оптические элементы (ОЭ), пассивные и активные (деформируемые) лазерные зеркала (ДЗ). Использование интерференционных покрытий позволило обеспечить коэффициенты зеркального отражения (КЗО) на уровне (99,99-99,995) % в неохлаждаемых ОЭ. Возможности применения неохлаждаемой оптики не бесконечны. Необходимость перехода к охлаждаемой оптике [1] диктует требование сохранения качества оптической поверхности – ее перемещения за счет изгиба на должны превышать (5-10) % от длины волны лазерного излучения ближнего ИК-диапазона. Применение охлаждения переводит задачи конструирования и технологического исполнения охлаждаемой оптики на качественно другой уровень. В ДЗ приходится решать задачу создания высокоэффективной компактной системы охлаждения (СО) в достаточно тонком оптическом блоке (толщиной 3-9 мм), с сохранением высокого качества оптической поверхности и возможности управления ее формой с помощью приводов.

В данной работе при некоторых упрощающих допущениях анализируются результаты решения нескольких теплообменных задач как для неохлаждаемых, так и для охлаждаемых ОЭ [2, 3].

### 2 КОГДА СЛЕДУЕТ ПЕРЕХОДИТЬ К ОХЛАЖДАЕМЫМ ОЭ

Для неохлаждаемого ОЭ поглощение теплового потока приводит к неравномерному распределению температуры по толщине элемента и постепенному разогреву, который вызывает изгиб оптической поверхности элемента. Для плоской круглой пластины, нагруженной со стороны оптической поверхности равномерным тепловым потоком и теплоизолированной с другой стороны, зависимость для максимального значения стрелки прогиба оптической поверхности при числах Фурье  $Fo > 0,3$  имеет вид:

$$W_{изг}^{max} = \frac{1}{16} \frac{\beta}{\lambda} q D^2 \gg 0,08 \frac{\beta}{\lambda} Q_T, \quad (1)$$

где  $q$  – плотность теплового потока;  $Q_T$  – тепловая мощность;  $\beta$  – коэффициент линейного расширения материала ОЭ;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $Fo = at/H^2$  – число Фурье;  $H$  и  $D$  – толщина и диаметр ОЭ;  $a = \lambda / (c_p \rho)$  – коэффициент температуропроводности;  $t$  – время. Из анализа (1) следует, что повышение порога применения неохлаждаемой оптики достигается за счёт использования материала с наименьшим  $\beta$  и наибольшим  $\lambda$ , и уменьшением мощности, поглощаемой ОЭ. Последнее достигается

увеличением КЗО путем использования многослойных интерференционных покрытий. Для выполнения своих функций по передаче лазерного излучения без больших искажений на изгибные перемещения оптической поверхности ОЭ обычно накладывается ограничение  $W_{изг}^{max} < (h/20 - h/10)$  (где  $h$  – длина волны лазерного излучения). Тогда максимальная поглощенная мощность  $Q_T^{np}$  оценивается для случая, при котором изгибные перемещения не превышают  $h/10$ , по формуле:

$$Q_T^{np} = 1,25\lambda \kappa / \beta. \quad (2)$$

Оценки  $Q_T^{np}$  при воздействии лазера с длиной волны  $h=1$  мкм на различные оптические материалы приведены в табл. 1. При известном КЗО с помощью (2) может быть оценена и предельная с точки зрения обеспечения геометрической стабильности оптической поверхности мощность лазерного излучения, или при известной лазерной мощности – потребный КЗО.

Таблица 1. Оценка предельных тепловых мощностей для неохлаждаемой оптики, не вызывающих изгиб оптической поверхности ОЭ более  $0,1h$

Материал	$\beta \times 10^6, 1/K$	$\lambda, Вт/(м\cdot К)$	$Q_T^{np}, Вт$
ULE	0,03	1,31	54,6
Церодур	0,05	1,65	41,3
Кремний	2,60	130,00	62,5
Карбид кремния	2,80	190,00	84,8
Лейкосапфир	5,60	27,20	6,1
Кварц КУ-1	0,55	1,38	3,1
Стекло К8	7,10	1,11	0,2
Ситалл СО115М	0,05	1,18	29,5

Когда возможности неохлаждаемой оптики удерживать допустимую кривизну оптической поверхности исчерпаны, применяют принудительное охлаждение ОЭ либо газом, либо жидкостью. Для ОЭ в виде круглой пластины со свободно опертыми краями и при охлаждении его тыльной стороны максимальное установившееся изгибное термоперемещение оптической поверхности при воздействии на нее постоянного равномерного теплового потока  $q$  оценивается по формуле:

$$W_{изг}^{max} = \beta q D^2 / (8\lambda) \quad (3)$$

и не зависит от толщины пластины и коэффициента теплоотдачи на охлаждаемой поверхности, который определяет только уровень средней температуры ОЭ. Таким образом, деформация охлаждаемого с обратной стороны ЭО (зеркала) в два раза выше, чем неохлаждаемого (см. формулу (1) для случая  $Fo > 0,3$ ), за счёт линейного распределения температуры по толщине ОЭ.

Для зеркала из однородного материала, выполненного в виде пакета из тонкой отражающей зеркальной пластины-подложки (толщина  $h$ ), компактной СО (высота  $h_k$ ) и более толстой основы (общая толщина зеркала -  $H$ ), при некоторых упрощениях, термоперемещение оптической поверхности зеркала за счёт изгиба можно оценить по формуле:

$$W_{\text{изг}}^{\text{max}} = \frac{1}{8} \beta h \frac{\alpha \Delta T}{\epsilon} \frac{\delta^2}{H} \frac{q}{\alpha_{\text{пр}}} \frac{1}{\epsilon} - \frac{h}{H} \frac{\delta}{\lambda} \frac{q h \alpha}{\epsilon^3} - 2 \frac{h}{H} \frac{\delta}{\alpha_{\text{пр}}} \quad (4)$$

где  $\alpha_{\text{пр}}$  – приведенный к теплообменной поверхности подложки коэффициент теплоотдачи. При  $h/l \ll (1/\alpha_{\text{пр}})$  и  $h/H \ll 1$  ур. (4) упрощается

$$W_{\text{изг}}^{\text{max}} = \frac{3}{4} \beta h \frac{\alpha \Delta T}{\epsilon} \frac{q}{\alpha_{\text{пр}}} = \frac{3}{4} b \frac{h}{H^2} \frac{Q_{\text{T}}}{\alpha_{\text{пр}}} \quad (5)$$

Из анализа (5) следует, что для уменьшения изгиба необходимо уменьшать значения  $b$ ,  $h$ ,  $Q_{\text{T}}$ , и увеличивать значения  $H$  и  $\alpha_{\text{пр}}$ . Конструктивно имеется возможность выбора материала и изменения толщин подложки и основы зеркала. Наиболее эффективно воздействует на уменьшение изгиба увеличение толщины основы, что и реализуется в охлаждаемой пассивной металлооптике. Также необходимо стремиться увеличить КЗО (для уменьшения  $Q_{\text{T}}$ ). Конструкция СО должна обеспечить максимальный  $\alpha_{\text{пр}}$  при заданном перепаде давления теплоносителя на зеркале. Из уравнения (5) можно получить оценку  $Q_{\text{T}}^{\text{пр}}$  для охлаждаемой оптики, аналогичную (2):

$$Q_{\text{T}}^{\text{пр}} \gg 0,1 \eta H^2 \alpha_{\text{пр}} / (\beta h) \quad (6)$$

Принимая  $h=1$  мкм и используя приемлемые для охлаждаемых оптических блоков ДЗ размеры  $h=1$  мм и  $H=8$  мм, в табл. 2 приведена оценка  $Q_{\text{T}}^{\text{пр}}$  для различных конструктивных материалов и приведенных коэффициентов теплоотдачи  $\alpha_{\text{пр}}$ .

Таблица 2. Оценка предельных тепловых мощностей для охлаждаемых ДЗ, не вызывающих изгиб оптической поверхности ОЭ более 0,1h

Материал	$b \times 10^6$ , 1/К	$l$ , Вт/(м <sup>2</sup> К)	$Q_{\text{T}}^{\text{пр}}$ , Вт		
			$\alpha_{\text{пр}}=5 \times 10^4$ , Вт/(м <sup>2</sup> К)	$\alpha_{\text{пр}}=1 \times 10^5$ , Вт/(м <sup>2</sup> К)	$\alpha_{\text{пр}}=1,5 \times 10^5$ , Вт/(м <sup>2</sup> К)
Медь	16,7	385	19,1	38,2	57,3
Молибден	5,1	130	62,7	125,4	188,1
Бронза БрХ-0,8	16,2	314	19,8	39,6	59,4
Карбид кремния	2,8	190	114,3	228,6	342,9
Кремний	2,6	140	123,1	246,2	369,3
Инвар	1,0	11	320,0	640,0	960,0

Заметим, что для высокотеплопроводных конструктивных материалов повысить  $\alpha_{\text{пр}}$  можно путем совершенствования конструкции, например, при уменьшении гидравлического диаметра и увеличении компактности СО. Для низкотеплопроводных материалов (инвар)  $\alpha_{\text{пр}}$  будет всегда на уровне поверхностного коэффициента теплоотдачи.

В зависимости от  $Q_{\text{T}}$ , длительности и периодичности нагружения возможно применение как охла-

ждаемых, так и неохлаждаемых ОЭ. Если ОЭ изготовлены из одинакового материала и имеют одинаковый КЗО, то одинаковое изгибное перемещение в установившемся режиме (для неохлаждаемого ОЭ при  $Fo > 0,3$ , для охлаждаемого - при стационарном режиме) при постоянном и однородном тепловом потоке, они будут иметь при соблюдении условия

$$12 \lambda h / (\alpha_{\text{пр}} H^2) = 1 \quad (7)$$

Если выбран материал и размеры  $h$  и  $H$ , то из (7) вытекает требование к величине минимального  $\alpha_{\text{пр}}$  для перехода от неохлаждаемого к охлаждаемому ОЭ. Увеличивать  $\alpha_{\text{пр}}$  целесообразно вплоть до значений  $\alpha_{\text{пр}} = 2l/h$ . Для охлаждаемых зеркал из высокотеплопроводных материалов (медь, молибден, карбид кремния и пр.) значения  $2l/h$  превышают  $2 \times 10^5$  Вт/(м<sup>2</sup>К).

При условии применимости упрощенного уравнения (5) оценим минимальный  $\alpha_{\text{пр}}$ , при котором надо переходить к охлаждению оптического блока ДЗ. При этом примем те же конструктивные размеры  $h$  и  $H$ , как и при расчетах для табл. 2. Получим  $\alpha_{\text{пр}} = 2 \times 10^3$  Вт/(м<sup>2</sup>К) для инвара и  $\alpha_{\text{пр}} = 7,2 \times 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup>К) для меди. Оценим ошибку, вносимую допущением  $h/H \ll 1$ , которая не выполняется для ДЗ (где  $h/H \approx 0,1$ ). Для низкотеплопроводных металлов (инвар) ошибка достигает 66 % при  $\alpha_{\text{пр}} = 5 \times 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup>К) и увеличивается с ростом  $\alpha_{\text{пр}}$ . Для меди она составляет от минус 7 до 5 % при изменении  $\alpha_{\text{пр}}$  от  $5 \times 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup>К) до  $1,5 \times 10^5$  Вт/(м<sup>2</sup>К).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные формулы (1), (4) для оценок максимальных изгибных перемещений оптической поверхности пригодны как для неохлаждаемой, так и охлаждаемой оптики. Условие перехода (7) от неохлаждаемых к охлаждаемым ОЭ позволяет определиться с их конструктивными размерами и выбрать подходящую СО. При непродолжительных временах работы лазерных установок (порядка нескольких минут) надо стремиться использовать неохлаждаемую оптику путем подбора материала и применением высокоотражающих (или пропускающих) покрытий. Ограничения, накладываемые на предельную поглощаемую оптическим элементом тепловую мощность (2), (6), при которой обеспечивается геометрическая стабильность оптической поверхности, будут полезны при выборе материала, формировании требований к КЗО и  $\alpha_{\text{пр}}$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шанин Ю.И., Шанин О.И., Черных А.В., Шаратов И.С. Пределы работоспособности неохлаждаемых и охлаждаемых оптических элементов// ИФЖ, 2017. Т.90. №6. С.1380-1386.
2. А. Chernykh, Yu. Shanin Hydrodynamics and heat transfer in cooled active laser mirrors// OP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 891 (2017) 012044, P.1-7.
3. Шанин Ю.И. Теплогидравлические характеристики охлаждаемых деформируемых лазерных зеркал// Тепловые процессы в технике, 2019. Т.11. №1. С.38-47.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩИХ СИСТЕМ СУДОВЫХ ЯЭУ ИНТЕГРАЛЬНОГО ТИПА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В целях совершенствования современных судовых ядерных энергетических установок (ЯЭУ), неотъемлемой частью которых являются парогенерирующие системы (ПГС), всё актуальнее становится вопрос об оптимизации характеристик надежности и безопасности таких систем в связи с переходом от блочной к интегральной компоновке реакторных установок (РУ). Вследствие этого возникает необходимость моделирования гидродинамики и теплообмена в каналах сложной геометрии для решения ряда практических задач.

### 2. ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКСПЛУАТАЦИИ ПАРОГЕНЕРАТОРОВ СУДОВЫХ ЯЭУ

Атомный ледокол Арктика содержит в своем составе две ЯЭУ интегрального типа РИТМ-200. Схема установки приведена на рис. 1. Как показал предшествующий опыт эксплуатации транспортных ЯЭУ, переход от змеевиковой конструкции парогенераторов к кассетной не решил всех выявленных проблем сложной теплогидравлики парогенерирующих трубных систем. К тому же, несмотря на изменение конструкции парогенерирующей установки, термический КПД ЯЭУ остался на прежнем уровне.

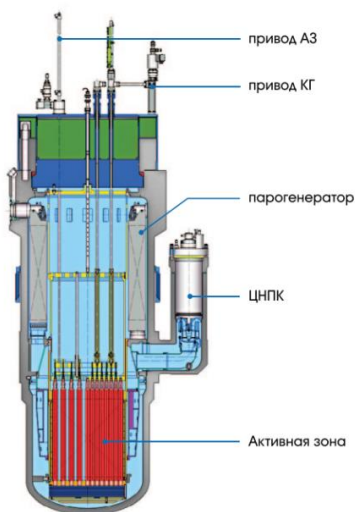


Рис. 1 – Схема ЯЭУ РИТМ-200

Одной из ключевых проблем, выявленных при эксплуатации ПГС, является эффект снижения теплогидравлической эффективности парогенера-

торов при повышении мощности ЯЭУ. Данные мониторинга теплогидравлических характеристик судового парогенератора змеевикового типа ПГ-28 показывают, что при увеличении мощности реактора выше 70% происходит резкий спад температуры перегретого пара на выходе из парогенератора, что сопровождается нелинейным ростом перепада давления между входом и выходом второго контура, говорящем о большом росте гидравлических потерь [1].

### 3. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКОГО РАСЧЕТА

В настоящей работе проведено моделирование процессов гидродинамики и теплообмена в одиночном спиралевидном кольцевом канале, являющемся теплообменным каналом парогенератора кассетного типа ЯЭУ РИТМ-200. Граничные условия для решения задачи соответствовали двустороннему обогреву рабочего тела второго контура, который течет в асимметричном кольцевом зазоре, образованном поверхностями, обтекаемыми теплоносителем первого контура. Циркуляция теплоносителя первого контура, в свою очередь, организована противотоком как снаружи внешней прямой трубы, образующей кольцевой канал, так и во внутренней спирально навитой трубе, поверхность которой является внутренней поверхностью асимметричного кольцевого канала.

Моделирование теплогидравлических процессов осуществлялось с использованием расчетного пакета CFX с помощью универсального программного обеспечения ПК ANSYS.

Гидродинамические расчеты показали, что турбулентное течение рабочего тела второго контура имеет сложную вихревую структуру, непосредственным образом зависящую от геометрических особенностей каналов и режимов течения. В свою очередь, генерируемые устойчивые крупномасштабные вихреобразования оказывают существенное влияние на гидродинамику и теплообмен в ПГС ЯЭУ.

Так, в работах [2,3], было выявлено, что условием возникновения кризиса закрученного потока в змеевиковых каналах парогенераторов ЯЭУ блочного типа является режим, когда расходная скорость потока достигает скорости распространения длинных центробежных волн. Образованная при таких условиях область реверсивного спирально-винтового течения занимает большую часть про-

ходного сечения канала, как показано на рис. 2а, создавая существенное нерасчетное гидравлическое сопротивление.

Это же явление может иметь место и в парогенерирующих каналах ПГ кассетного типа для ЯЭУ с интегральной компоновкой при поступлении рабочего тела второго контура из прямой подводящей трубы в кольцевую область теплообменного участка. Линии тока такого движения показаны на рис. 2б.

Следствием явления кризиса закрученного потока могут быть не только эффекты, приводящие к запираанию расхода и повышению мощности на прокачку, но также пульсации давления, термоциклирование и возбуждение акустических колебаний, что является негативным фактором с точки зрения резонансных эффектов и вибрационных процессов.

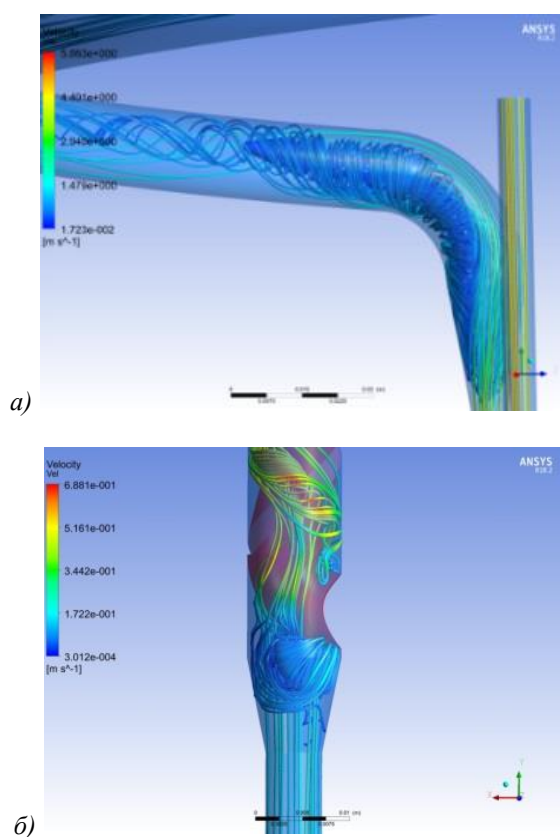


Рис. 2 - Линии тока рабочего тела на экономайзерном участке на входе: а) в змеевиковый парогенерирующий канал; б) в кольцевой парогенерирующий канал с двусторонним обогревом

Верификация полученных расчетных результатов осуществлялась на основе сравнения с экспериментальными данными, полученными в работе [4]. Сложность решаемой задачи о движении нагреваемой рабочей среды второго контура по асимметричному винтовому кольцевому каналу связана с тем, что расчетная область является зоной ламинарно-турбулентного перехода, то есть выполнение расчета с применением моделей турбулентности может не дать точной картины теплообмена. К тому же, как заявляют

авторы эксперимента, значения полученных данных имеют погрешность 15%.

Результаты сравнения, при условии, что движение потока является турбулентным, показали, что полученные в программе ANSYS CFX значения коэффициента теплоотдачи попадают в доверительный интервал экспериментальных данных. Однако следует более подробно пояснить методику расчета теплообменной характеристики канала, предлагаемую в данной работе. Как известно, коэффициент теплоотдачи является интегральной характеристикой теплообмена. Вместе с тем, в программе ANSYS применяется следующая (локальная) схема расчета: коэффициент теплоотдачи в парогенерирующем канале вычисляется как отношение теплового потока, падающего на стенку со стороны первого контура, к разнице температур между заданной температурой первого контура и температурой пристенного слоя рабочей среды второго контура внутри канала. Очевидно, что подобная схема расчета не совсем корректна.

Авторами данной статьи предложена другая, более корректная методика вычисления. В качестве расчетного перепада температур бралась разница между температурами второго контура в пристенной области канала и в центре ядра потока, полученными в той же программе. Области «замера» температур были подобраны таким образом, чтобы смоделировать положения хромель-никелевых термопар и термозондов по высоте исследуемого участка, как было произведено на экспериментальной установке.

По полученным результатам можно сделать вывод, что предложенная методика расчета коэффициента теплоотдачи дает более точное совпадение с экспериментом, нежели базовый алгоритм программы ANSYS(CFX).

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований, грант № 19-08-00223.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Митрофанова О.В., Ивлев О.А., Ургенов Д.С., Федоринов А.В. Оценка влияния кризисного течения закрученного потока на теплогидравлическую эффективность судовых ядерных энергетических установок. Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11. №6. С. 242–249.
2. Митрофанова О.В., Байрамуков А.Ш., Ивлев О.А., Ургенов Д.С., Федоринов А.В. Исследование влияния вихревых потоков на виброустойчивость конструкции перспективных ЯЭУ // ВАНТ Серия: ядерно-реакторные константы, выпуск 4, 2021, с. 72-81.
3. О.В. Митрофанова, О.А. Ивлев, Д.С. Ургенов, А.В. Федоринов. Оценка влияния кризисного течения закрученного потока на теплогидравлическую эффективность судовых ядерных энергетических установок. Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11. №6. С. 242-249.
4. Будов В.М., Дмитриев С.М. Форсированные теплообменники ЯЭУ. М.:ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, 1989. С. 98-113.

А.С. Демидов<sup>1</sup>, В.П. Будаев<sup>1</sup>, А.В. Дедов<sup>1</sup>, А.Т. Комов<sup>1</sup>, А.Н. Варавва<sup>1</sup>, А.В. Вертков<sup>2</sup>, А.В. Захаренков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ»,  
111250, Москва, Красноказарменная, 14

<sup>2</sup>АО «Красная Звезда»,  
115230, г. Москва, Электролитный проезд, д.1А

## ОХЛАЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ДВУХКОМПОНЕНТНЫМ СПРЕЕМ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Особенностью современных технологий является увеличение значений плотностей передаваемых тепловых потоков, как за счет увеличения уровня тепловых потоков, так и за счет уменьшения характерных размеров теплообменных устройств. Поиск новых методов интенсификации теплообмена является характерной чертой внедряемых сегодня конструктивных элементов и технологий. С начала 1990-х годов аналогичные проблемы начали возникать с устройствами, используемыми во многих медицинских, транспортных, энергетических, аэрокосмических и оборонных приложениях. Развитие этих областей придало импульс для новых исследований в поисках высокопроизводительных решений для двухфазного охлаждения с использованием различных конфигураций охлаждения и методов улучшения поверхности. Из этих конфигураций наибольшее внимание привлекли три: мини/микрочанальная, струйная и

распылительная [1]. В работах [2, 3] авторы показали, что использование дисперсного потока в качестве теплоносителя при тепловых нагрузках в несколько МВт/м<sup>2</sup> может быть перспективным методом охлаждения. В частности, такая схема охлаждения может быть использована в наиболее нагруженных элементах термоядерных реакторов, таких как дивертор и лимитер.

### 2. ОПИСАНИЕ СХЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ

Для изучения возможностей охлаждения двухкомпонентным спреем на кафедре ОФияС была создана модульная мобильная система охлаждения с возможностью быстрого подключения. На рис.1 показана принципиальная схема собранного гидравлического контура для охлаждения рабочего участка как однофазным потоком (дистиллированная вода), так и двухкомпонентным дисперсным потоком теплоносителя.

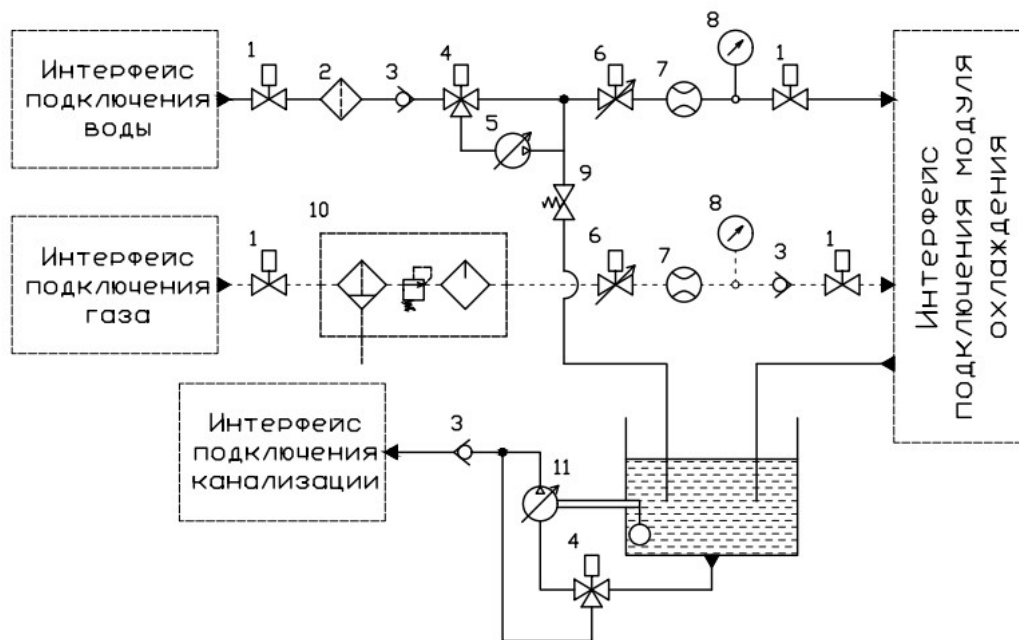


Рис. 1. Схема охлаждения мобильного модуля. 1 – клапан с электропневматическим управлением, 2 – фильтрующий элемент, 3 – обратный клапан, 4 – трехлинейный клапан с электрическим управлением, 5 – насос с регулируемым давлением, 6 – регулятор расхода с электрическим управлением, 7 – расходомер, 8 – манометр, 9 – клапан сброса давления, 10 – система очистки воздуха, 11 – насос с поплавковым приводом

Контур охлаждения работает следующим образом. Дистиллированная вода подается в систему через интерфейс подключения воды, проходя через кран с электропневматическим приводом 1, фильтрующим элементом 2 и обратным клапаном 3. При необходимости предусмотрен трехходовой клапан с электроприводом 4 и насос 5 для повышения давления в системе до 10 бар. Далее поток воды проходит через регулирующий клапан 6, расходомер 7 и кран 1 к интерфейсу подключения модуля охлаждения. Для контроля давления используется манометр 8. Если давление превышает более 10 бар, предусмотрен предохранительный клапан 9.

Газ, используемый для создания спрея, поступает в систему через интерфейс подключения газа, проходит через электропневматический клапан 1 и поступает в систему 10 очистки газа. Система 10 очистки газа состоит из осушителя, редуктора для снижения давления и фильтра тонкой очистки. Далее очищенный газ проходит через регулирующий клапан 6, расходомер 7 и кран 1 к интерфейсу подключения модуля охлаждения. Для контроля давления газа используется манометр 8. В случае впрыска жидкости в линию подачи воздуха предусмотрен обратный клапан 3.

Отработанный теплоноситель выводится через интерфейс подключения модуля охлаждения и поступает в промежуточный резервуар. Отработанный хладагент удаляется из резервуара к интерфейсу подключения дренажа с помощью насоса 11, управляемого поплавком, погруженным в резервуар.

### 3. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ РАБОЧЕГО УЧАСТКА

На рис. 2 показана модель вакуумно-изолированного модуля с рабочим участком.

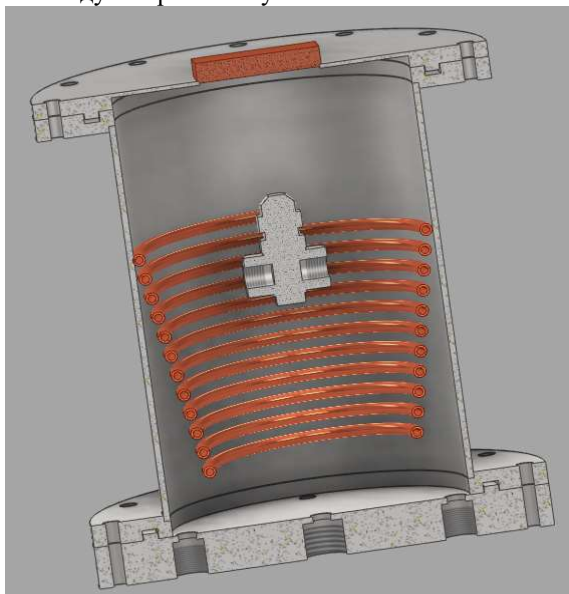


Рис. 2. Модель рабочего участка

Корпус модуля изготовлен из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Нижний фланец имеет отверстия для ввода и вывода газа и отработанного теплоносителя. Рабочий участок представляет собой медную

пластину, припаянную к верхнему фланцу модуля с помощью припоя ПОС-20. Для конденсации образовавшихся паров предусмотрен медный змеевик, охлаждаемый водопроводной водой. На входе и выходе змеевика установлены термомпары, а также расходомер для определения количества конденсированного пара. Форсунка установлена в середине камеры для создания спрея и расположена точно под рабочим участком. Нагрев рабочего участка осуществляется с помощью электронного луча, максимальная тепловая мощность которого составляет 60 кВт.

### 4. ПРОВЕДЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Целью измерений было изучение возможности термостабилизации поверхностей, подвергающихся тепловым нагрузкам порядка нескольких МВт/м<sup>2</sup>, охлаждаемых дисперсным потоком теплоносителя, а также накопление экспериментальной базы для получения обобщенных расчетных зависимостей. На первом этапе были проведены пусконаладочные эксперименты для определения возможностей системы охлаждения и тестирования всех систем и методов проведения экспериментов. В результате экспериментов было определено распределение температуры по толщине исследовательского модуля для различных параметров компонентов дисперсного потока теплоносителя. В ходе экспериментов измерялись как электрические параметры электронного пучка (ускоряющее напряжение  $U$ , анодный ток  $I_a$ ), так и термогидравлические параметры компонентов потока диспергированного теплоносителя (температура воды и газа на входе и выходе исследовательского модуля соответственно  $T_{in\_liq}$ ,  $T_{in\_gas}$ ,  $T_{out}$ ; объемный расход воды и газа  $Q_{liq}$ ,  $Q_{gas}$ ; давление компонентов теплоносителя  $p_{liq}$ ,  $p_{gas}$ ). Первоначальный анализ экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что характеристики потока оказывают существенное влияние на размер капель и интенсивность перемешивания капель в дисперсном потоке. После проведения пусконаладочных экспериментов и тестирования модуля значение мощности отводимого теплового потока составило около 4 МВт/м<sup>2</sup>.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (соглашение № 21-79-10179)

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. I. Mudawar. Recent advances in high-flux, two-phase thermal management. *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, 5 (2013), p. 021012
2. Lyublinski I.E., Mirnov S.V., Komov A.T. et al. Innovative method of cooling and thermostabilization of tokamak elements with capillary-porous structures. — *J. of Physics: Conf. Series*, 2017, vol. 891(1), p. 012152
3. Vertkov, A.V., Komov, A.T., Lyublinski, I.E. et al The use of dispersed gas-liquid flow for cooling of the tokamak t-10 liquid metal limiter - *Problems of Atomic Science and Technology, Series Thermonuclear Fusion*, 2018, 41(1), p. 57–64

## КОМБИНИРОВАННЫЙ СЕПАРАТОР ДЛЯ ПОДОГРЕВА, ОХЛАЖДЕНИЯ ВОЗДУХА И УДАЛЕНИЯ ВЛАГИ НА ВСАСЕ КВОУ

### АННОТАЦИЯ

Приведены результаты численных расчетов нескольких вариантов сепараторов влаги: с одновременным подогревом - охлаждением воздуха и сепарацией капель; вариантов с рядом оребренных труб - подогревателей или охладителей с частичной сепарацией мелких капель и последовательно расположенными за ними сепараторами жалюзийного типа для улавливания более крупных капель. Были созданы экспериментальные модели сепараторов и натурный стенд для проведения испытаний. Получены данные по сопротивлениям и эффективности сепарации.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В энергетических установках, где капельная влага оказывает разрушительное воздействие на фильтрующие элементы, применение сепараторов существенно снижает эксплуатационные расходы и расходы на обслуживание агрегатов [1-2]. Модуль сепаратора предназначен для улавливания взвешенных капель воды в потоке воздуха. Применение сепаратора-подогревателя существенно ограничит воздействие капельной влаги и снежных заносов на фильтрующие элементы.

### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ МОДЕЛЕЙ ТРУБЧАТО-ПЛАСТИНЧАТОГО СЕПАРАТОРА И ПЛАСТИНЧАТОГО СЕПАРАТОРА С ОРЕБРЕННОЙ ТРУБОЙ

#### 2.1. Особенности расчетных моделей сепараторов

Основным требованием к разрабатываемой геометрии сепаратора являлось ограничение в сопротивлении – не более 200 Па. Проектируемый сепаратор должен также выполнять функции подогрева или охлаждения воздуха и иметь высокую степень сепарации влаги.

Из нескольких предложенных вариантов конструкции после выполнения численных расчетов по оценке сопротивления было выбрано два варианта. Первый – это трубчато-пластинчатый сепаратор, который имеет конструкцию на основе инерционного сепаратора для очистки воздуха на входе судового газотурбинного двигателя от капель морской воды, соли и песка из [3]. Альтернативой был предложен второй вариант - пластинчатый сепаратор с оребренной трубой. На рис.1 и 2 показаны линии тока обоих вариантов, полученные в результате численных аэродинамических расчетов.

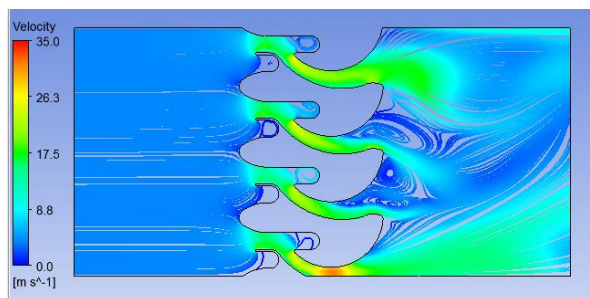


Рис. 1. Линии тока в модели трубчато-пластинчатого сепаратора при массовом расходе воздуха 0,23 кг/с

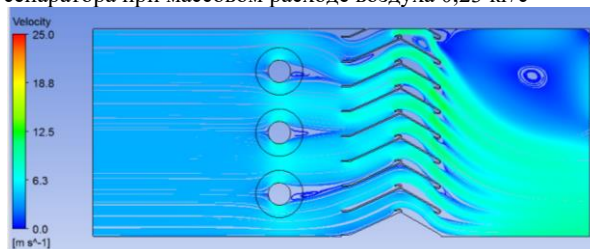


Рис. 2. Линии тока в модели пластинчатого сепаратора с оребренной трубой при массовом расходе воздуха 0,23 кг/с

#### 2.2. Результаты экспериментальных исследований

На следующем этапе был создан экспериментальный стенд модели трубчато-пластинчатого сепаратора и пластинчатого сепаратора с оребренной трубой и проведена серия испытаний: по определению зависимости перепада давлений на сепараторе от расхода воздуха; исследование характера линий тока для численного моделирования; определена эффективность сепарации крупнодисперсной и мелкодисперсной влаги.

Наилучшая сепарация крупнодисперсной влаги трубчато-пластинчатым сепаратором осуществляется на расходах воздуха через сепаратор в диапазоне от 0,172 до 0,304 кг/с. Значения скоростей в узком сечении в эффективной зоне работы данной модели сепаратора находятся в диапазоне от 14,176 до 25,07 м/с при этом скорости на входе в сепаратор составили от 2,5 до 5,2 м/с. Наилучшая сепарация мелкодисперсной влаги реализуется на расходах воздуха через сепаратор в диапазоне 0,169 – 0,230 кг/с со значениями скоростей в узком сечении 13,779 – 18,958 м/с со скоростью на входе в макет 2,778 – 3,822 м/с и составляет 75-77%.

Результаты испытаний по оценке качества сепарации модели пластинчатого сепаратора с оребренной трубой показали, что наилучшая сепарация крупнодисперсной влаги осуществляется на расхо-

дах воздуха через сепаратор в диапазоне 0,142-0,221 кг/с со значениями скоростей в узком сечении 4,38 – 6,81 м/с. Наилучшая сепарация мелкодисперсной влаги реализуется на расходах воздуха через сепаратор в диапазоне 0,25 ÷ 0,36 кг/с со значениями скоростей в узком сечении 3,96 ÷ 5,82 м/с и скоростью на входе в макет 4,14 ÷ 6 м/с. Составляет 90-91 %.

Результаты моделирования хорошо согласуются с полученными данными в экспериментальных исследованиях, разница не превышает 10-15%.

Пластинчатый сепаратор с оребренной трубой имеет меньшее сопротивление (практически в 3,5 раза) и более высокое качество сепарации (на 20%), чем трубчато-пластинчатый вариант. Этот вариант сепаратора заложен в основу проработки и создания натурального образца.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НАТУРНОГО СТЕНДА КОМБИНИРОВАННОГО СЕПАРАТОРА

#### 3.1. Описание экспериментального стенда

Был создан натуральный стенд комбинированного сепаратора для подогрева, охлаждения воздуха и удаления влаги на всасе КВОУ.

Схема натурального стенда комбинированного сепаратора представлена на рис. 3 и состоит из модуля сепаратора 2, обеспечивающего эффективную сепарацию влаги, теплообменного модуля 1 для подогрева воздуха на входе и коагуляции влаги, системы отбора давлений перед теплообменным модулем, за сепаратором, за фильтром  $\Delta P_1$ ,  $\Delta P_2$ ,  $\Delta P_3$  для измерения перепадов давлений, дренажной системы обеспечивающей отвод отсепарированной воды, генератора капель 6 для моделирования дождя, блока форсунок 5 для моделирования тумана, генератора снега 7 для моделирования снега, системы измерения температуры воздуха на входе и выходе из стенда  $t'_{воз}$ ,  $t''_{воз}$ , системы измерения скорости на выходе из стенда  $w''_{воз}$ .

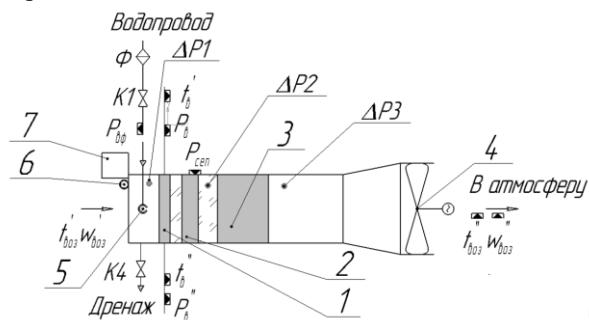


Рис. 3. Схема натурального стенда комбинированного сепаратора

Модуль сепаратора состоит из двадцати пластин S-образной формы, изготовленных из нержавеющей стали и закрепленных в корпусе с шагом 29,5мм. В стенде предусмотрена установка фильтра для КВОУ ГТУ.

Воздух с нужным расходом просасывается вентилятором ВО 16308-09 с частотным преобразователем. Измерение скорости потока воздуха на вы-

ходе из стенда производится четырьмя датчиками потока ЕЕ65.

Нагрев теплоносителя осуществляется при помощи электродогревателя Гейзер-200.

В результате проведенных экспериментов были получены следующие результаты:

При скорости на входе  $w=2,529$  м/с расход воздуха через стенд  $G=1,211$  кг/с перепад давления на сепараторе  $\Delta P=55$  Па.

При скорости на входе  $w=3,967$  м/с расход воздуха через стенд  $G=1,906$  кг/с перепад давления на сепараторе  $\Delta P=100$  Па.

Эффективность сепарации крупнодисперсной влаги пластинчатого сепаратора с оребренной трубой составляет 100% для характерных режимов работы устройства воздухоочистки, эффективность сепарации мелкодисперсной влаги - 90% для характерных режимов работы устройства воздухоочистки.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для нескольких вариантов разработанных конструкций сепараторов для улавливания взвешенных капель воды в потоке воздуха проделаны численные расчеты по определению сопротивления и выбраны наиболее перспективные варианты: при средней скорости на входе 3,5 – 4,1 м/с сопротивление трубчато-пластинчатого сепаратора составляет 230 ÷ 280 Па, а пластинчатого с оребренной трубой – 60 ÷ 80 Па.

Выполнены численные и экспериментальные исследования моделей трубчато-пластинчатого сепаратора и пластинчатого с оребренной трубой по определению сопротивления, линий тока и эффективности сепарации крупнодисперсной и мелкодисперсной влаги. На уровне 70-80% обеспечивается сепарация на трубчато-пластинчатом сепараторе, 90-100% на пластинчатом с оребрением для характерных режимов работы КВОУ ТЭЦ-21.

Пластинчатый сепаратор с оребренной трубой имеет меньшее сопротивление и более высокое качество сепарации, чем трубчато-пластинчатый вариант. Использование оребренной трубы для подведения тепла позволит прогреть воздух перед сепаратором на 20...25°C. Это обеспечит защиту КВОУ от снежных заносов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жохов В.Л., Ленев С.Н. Результаты эксплуатации КВОУ блоков ПГУ ПАО «Мосэнерго» и планы по их модернизации // Новое в российской электроэнергетике. 2016. С. 33-43.
2. Жохов В.Л., Ленев С.Н. Паспорта загрязненности атмосферного воздуха на всасе КВОУ ГТУ ПАО «Мосэнерго» // Новое в российской электроэнергетике. 2017. № 12.С. 23-32.
3. Вышинский В. В., Наливайко А. Г. Расчётные исследования эффективности воздушных фильтров судовых газотурбинных двигателей // ТРУДЫ МФТИ. 2014. Т.6, № 1.С. 81-91



## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНКАХ НА ПАКЕТЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБ С РАЗВИТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования по интенсификации теплообмена в стекающих пленках на пакетах горизонтальных труб направлены на решение актуальной научно-технической задачи по снижению металлоемкости и габаритов кожухотрубных и спирально-витых теплообменников. Для повышения эффективности теплового цикла различных машин и аппаратов важным является снижение температурных напоров между теплоносителем и рабочим телом, что может быть достигнуто применением развитых поверхностей. Реализация режима пузырькового кипения на теплоотдающей поверхности при малых температурных напорах позволит существенно увеличить коэффициенты теплоотдачи со стороны стекающих пленок при одинаковой разности температур [1, 2].

В работе приведены результаты экспериментального исследования теплообмена в стекающих пленках хладагента R21 на вертикальном однорядном пакете горизонтальных труб с пористым покрытием, нанесенным методом пламенного напыления (ПН). Проведено сравнение экспериментальных данных с полученными ранее результатами измерения коэффициентов теплоотдачи на горизонтальных трубах со структурированной поверхностью, полученной методом деформирующего резания (ДР) и оксидными пористыми покрытиями, нанесенными методом микродугового оксидирования (МДО) [3, 4].

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальная установка для исследования теплообмена при испарении и кипении жидкости в условиях пленочного орошения пакетов труб представляет собой замкнутый циркуляционный контур. Основным элементом установки является испаритель, в котором устанавливается вертикально расположенный однорядный пакет горизонтальных труб. Длина орошаемой части труб внутри теплообменника составляет 625 мм. В качестве рабочей жидкости используется хладагент R21, давление в испарителе – 3 бар, температура насыщения ( $40 \pm 0.05$ ) °С. Диапазон изменения чисел Рейнольдса пленки от 400 до 1 500. Число Рейнольдса стекающей пленки рассчитывалось по расходу жидкости на одну половину трубы  $Re = G/2L\mu$ .

Подробное описание установки, экспериментальных участков и методики измерения и обработки данных приведены в работах [3, 4].

Тепловой поток на поверхности труб с различными типами развитой поверхности создается за счёт пропускания внутри труб горячей воды. Раз-

ность температур теплоносителя между входом и выходом на каждой экспериментальной трубе измеряется полупроводниковыми датчиками температуры LM20 с чувствительностью ( $-11$ ) мВ/°С. Максимальная неопределенность измерения разности температур теплоносителя составляла не более 2%. Неопределенность измерения теплового потока на поверхности измерительных труб составляет не более 2%. Неопределенность расчета среднего по длине трубы коэффициента теплоотдачи в стекающей пленке составляет (7-16) %.

Эксперименты проводились на рабочих участках из алюминиевых сплавов АД-31 и Д16Т с пористыми оксидными покрытиями, нанесенными методом МДО [4], на трубах из меди со структурированными поверхностями, созданными методом ДР [3], а также на медных трубах с нанесенными методом ПН пористыми покрытиями толщиной (130-830) мкм. Наружный диаметр труб 10 мм, толщина стенки 1.5 мм для труб из сплавов алюминия и 2 мм для медных труб, расстояние между трубами в пакете – 2 мм. Структура пористого покрытия из медных частиц, нанесенных методом ПН приведена на рис. 1.

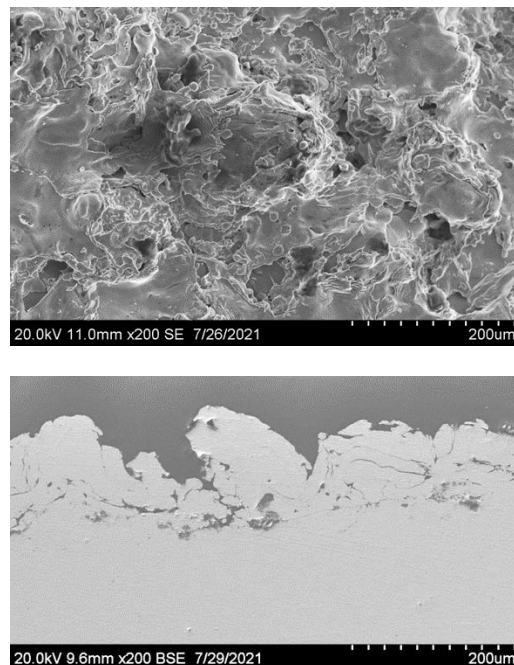


Рис. 1. Структура поверхности и поперечное сечение пористого покрытия (ПН) толщиной 145 мкм.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерения коэффициентов теплоотдачи на медных горизонтальных трубах с пористым покрытием для числа Рейнольдса стекающей

пленки  $Re = 800$  показывают, что переход к пузырьковому кипению на всех образцах происходит при разности между температурой стенки и температурой насыщения жидкости (2.5-3.5) К, рис. 2. При высоких тепловых потоках на трубе с пористым покрытием наблюдается интенсивное пузырьковое кипение в пленке, а на гладкой трубе возникают сухие пятна (рис. 3).

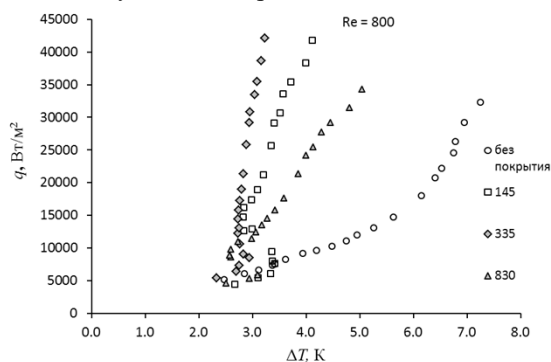


Рис. 2. Кривые кипения на горизонтальных трубах с различной толщиной покрытия.

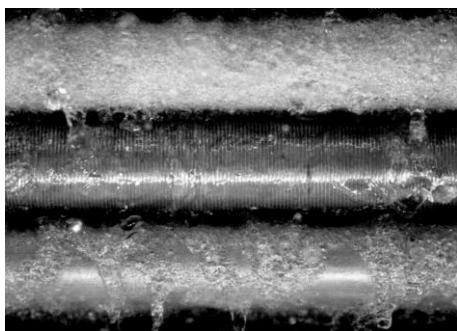


Рис. 3. Течение пленки на пакете горизонтальных труб (вверху – образец с пористым покрытием  $\delta = 335$  мкм, внизу – гладкая труба).  $Re = 800$ .  $q_{пор} = 49$  кВт/м<sup>2</sup>.

Результаты по интенсификации теплообмена на пакете горизонтальных труб с пористыми покрытиями разной толщины по отношению к гладкой трубе показаны на рис. 4. Для числа Рейнольдса стекающей пленки  $Re = 800$  наибольшая 3-кратная интенсификация теплообмена достигнута по поверхности трубы с покрытием толщиной 335 мкм, наименьшая (до 2-х раз) – на трубе с покрытием толщиной 830 мкм.

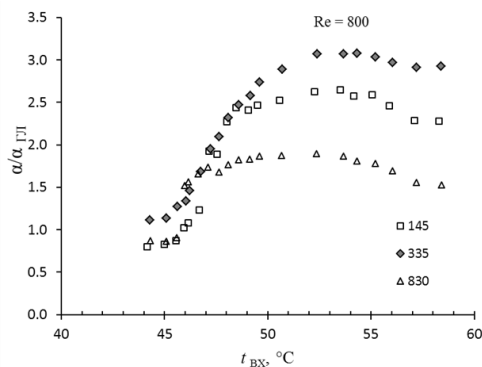


Рис. 4. Интенсификация теплообмена в стекающей пленке на пакете горизонтальных труб с пористыми покрытиями различной толщины.

Сравнение данных по теплообмену в стекающей пленке на развитых поверхностях, созданных различными методами, приведено на рис. 5. Здесь представлены данные для поверхности с полужакрытыми подповерхностными полостями (МДР), оксидным силикатно-щелочным покрытием (МДО), оксидным покрытием с дополнительным осаждением медных частиц (МДО+), и с пористым покрытием из медных частиц толщиной 335 мкм (ПН).

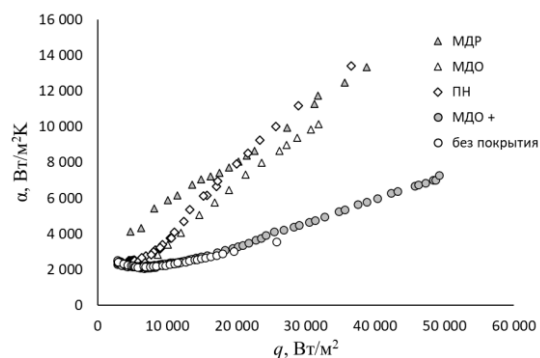


Рис. 5. Зависимость коэффициентов теплоотдачи от теплового потока на пакете горизонтальных труб с развитыми поверхностями различных типов.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Структурированная поверхность (МДР) обеспечивает максимальную интенсификацию теплообмена в стекающей пленке как в режиме испарения, так и в режиме развитого пузырькового кипения. Пористые покрытия с толщиной  $\approx (150-350)$  мкм (ПН) обеспечивают стабильно высокую интенсификацию теплообмена в стекающей пленке на поверхности горизонтальных труб в режиме развитого пузырькового кипения. Дополнительная обработка МДО-покрытий осаждением медных частиц не приводит к увеличению теплоотдачи.

*Работа выполнена при поддержке гранта Правительства РФ для поддержки научных исследований под руководством ведущих ученых № 075-15-2019-1888 (исследования МДО-покрытий) и в рамках государственного задания ИТ СО РАН №121031800216-1 (обобщение данных для различных типов развитых поверхностей).*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дедов А.В. Обзор современных методов интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении // Теплоэнергетика. 2019. № 12. С. 18-54.
2. Володин О.А., Печеркин Н.И., Павленко А.Н. Интенсификация теплообмена при кипении и испарении жидкостей на модифицированных поверхностях // ТВТ. 2021. Т. 59. № 2. С. 280–312.
3. Pecherkin N.I., Pavlenko A.N., Volodin O.A., Kataev A.I., Mironova I.B., Das M.K. Heat transfer at film cooling of an array of horizontal tubes with an enhanced surface // Journal of Physics: Conference Series (ICAE 2021). 2021. V. 2096. No. 012141.
4. Pecherkin N., Volodin O., Pavlenko A., Kataev A., Mironova I. Heat transfer enhancement experiments in R21 falling film over a bundle of MAO-coated horizontal tubes // Intern. Communications in Heat and Mass Transfer. 2021. Vol. 129. No. 105743.

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В ПЛЕНКАХ ЖИДКОСТИ, СТЕКАЮЩИХ ПО СОЗДАНЫМ МЕТОДОМ 3D-ПЕЧАТИ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫМ ПОВЕРХНОСТЯМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Аддитивные технологии или 3D-печать – современный перспективный метод создания сложных деталей по их трехмерным виртуальным моделям. 3D-печать обладает рядом ключевых преимуществ перед традиционными технологиями: кастомизация создаваемых элементов, снижение их веса (поскольку можно печатать детали с внутренними каналами), снижение количества элементов готового технического изделия, а также уменьшение отходов производства.

Рассматривая возможность применения данного метода для интенсификации теплообмена, важно отметить, что 3D-печать позволяет быстро создавать единичные прототипы структурированных (в том числе мультимасштабных) интенсифицирующих поверхностей, задавая и варьируя их геометрические параметры с высокой точностью.

На данный момент опубликовано небольшое количество исследований с применением 3D-печати для создания интенсифицирующих теплообменных поверхностей [1-6], практически отсутствуют исследования для стекающих пленок жидкости [6].

В работе представлены результаты экспериментального исследования интенсификации теплообмена в ламинарно-волновых пленках смеси хладонов R114/R21, стекающих по вертикальной тепловыделяющей пластине с созданным 3D-печатью капиллярно-пористым покрытием. Рассматриваются два типа покрытия: плоское пористое покрытие и пористое покрытие с синусоидальным поперечным макропрофилем.

### 2. МЕТОДИКА И ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Опыты по исследованию теплообмена в стекающей по модифицированным поверхностям пленке жидкости проводились в герметичной колонне в условиях насыщения при давлении 2 бар. В качестве рабочей жидкости использовалась смесь хладонов R114/R21 – компоненты которой, обладая малым поверхностным натяжением, высокой смачиваемостью и малой вязкостью, делают данную смесь подходящей для моделирования процессов теплообмена для широкого класса жидкостей, используемых в теплообменном оборудовании (хладоны и их смеси, криогенные жидкости). Пленочное число Рейнольдса ( $Re = 4\Gamma/\nu$ ) менялось от 430 до 1515, плотность теплового потока – от нуля до критических значений (соответствующих появлению

стабильно существующих сухих пятен).

Для интенсификации теплообмена на дюралюминиевую пластину (70x80 мм) методом 3D-печати наносились пористые медные покрытия различной геометрии: 1) плоское пористое покрытие толщиной 400 мкм, 2) пористое покрытие с синусоидальным профилем поперечных канавок (минимальная толщина покрытия – 200 мкм, максимальная – 600 мкм, длина волны – 1400 мкм), см. рис. 1. Пористость покрытий составила около 50%. Для послойного нанесения покрытий использовался лазерный 3D-принтер, разработанный и собранный в Институте автоматики и электрометрии СО РАН [3].

Визуализация процессов межфазного теплообмена в стекающей пленке проводилась с помощью современной высокоскоростной видеокамеры Phantom VEO410. Локальные температуры поверхности измерялись с помощью миниатюрных медь-константановых термопар, предварительно откалиброванных в рабочем диапазоне температур.

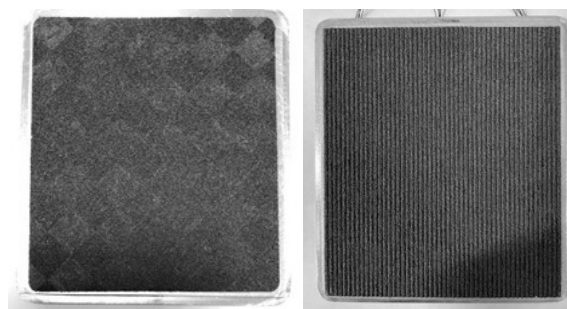


Рис. 1. Плоское пористое покрытие (слева) и покрытие с продольными канавками (справа), созданные методом лазерной 3-D печати.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 показан процесс развития пузырькового кипения при увеличении теплового потока на участке с пористым покрытием с синусоидальным профилем поперечных канавок. В отличие от кипения на эталонном гладком участке [6], на участке с покрытием наблюдается значительно большее количество центров пузырькового кипения, равномерно распределенных по нагреваемой площади, начиная с малых тепловых потоков.

На рис. 3 приведено сравнение экспериментальных данных по теплоотдаче, полученных на покрытиях, созданных методом 3D-печати, с ранее полученными данными для гладкой поверхности [6]. Из рис. 3 видно, что нанесение обоих покрытий – с плоской поверхностью пористого слоя либо с синусоидальным профилем поперечных канавок – приводит к значительному увеличению теплоотдачи по сравнению с гладкой поверхностью.

соидальным профилем, – приводит к значительной интенсификации теплообмена как при испарении – около двух раз, так и при пузырьковом кипении – до трех раз по сравнению с эталонной гладкой поверхностью ( $Re \leq 2.5$  мкм).

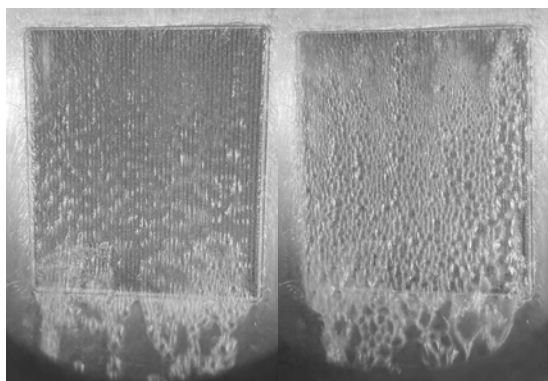


Рис. 2. Развитие пузырькового кипения на пористом покрытии с синусоидальным поперечным профилем:  $q = 0.98$  Вт/см<sup>2</sup> (слева) и  $q = 3.26$  Вт/см<sup>2</sup> (справа),  $Re = 1300$ .

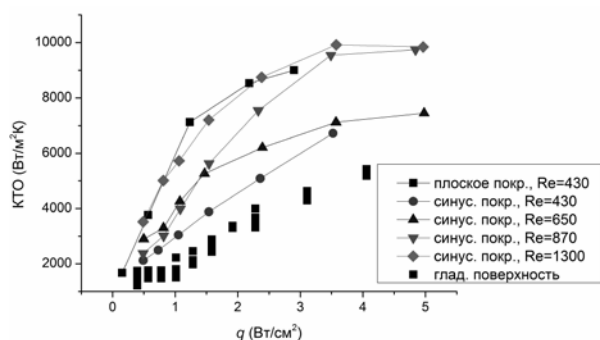


Рис. 3. Сравнение полученных опытных данных по коэффициенту теплоотдачи (КТО) на участках с плоским пористым покрытием (400 мкм) и пористым покрытием с синусоидальным профилем (200-600 мкм) с данными для гладкой поверхности [6].

Начало пузырькового кипения на пористых покрытиях обоих типов наблюдается в диапазоне тепловых потоков (0.5–0.7) Вт/см<sup>2</sup> – т.е. заметно раньше чем на поверхности без покрытия (для которой видна характерная "ступенька" режима испарения вплоть до 1 Вт/см<sup>2</sup>). С увеличением числа  $Re$  стекающей пленки теплоотдача увеличивается (см. рис. 3, данные для покрытия с синусоидальным профилем).

Полученные данные по теплоотдаче для плоско-пористого покрытия для числа  $Re = 430$  практически совпадают с результатами по теплоотдаче для покрытия с синусоидальным профилем, полученными для числа  $Re = 1300$ , рис. 3. Таким образом, несмотря на то, что визуальные наблюдения показали высокую плотность центров кипения для покрытия с синусоидальным профилем продольных каналов, способствующих упорядочиванию течения пленки, данное покрытие с варьированием толщины профиля от 200 до 600 мкм может оказаться менее

эффективным, чем плоское пористое покрытие толщиной 400 мкм. На следующих этапах запланировано расширение проводимых исследований за счет варьирования геометрических параметров макропрофиля пористого покрытия.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены новые опытные данные по интенсификации теплоотдачи в ламинарно-волновых пленках смеси хладонов R114/R21, стекающих по плоским вертикальным участкам с пористыми покрытиями, созданными современным методом 3D-печати:

1) с медным пористым покрытием (толщиной 400 мкм и пористостью 50%);

2) с медным мультимасштабным пористым покрытием (с синусоидальным поперечным профилем структуры на макромасштабе и внутренней микроструктурой с пористостью 50%).

Для обоих типов покрытий получено увеличение теплоотдачи в 3 раза в режиме пузырькового кипения пленки по сравнению с гладкой поверхностью и примерно в 2 раза – в режиме испарения.

Для изучения влияния геометрических параметров макроструктуры пористого покрытия на интенсификацию теплообмена в стекающих пленках смеси хладонов необходимы дальнейшие исследования.

Работа проведена в рамках госзадания ИТ СО РАН № 121031800216-1 (разработка высокоэффективных методов интенсификации теплообмена), а также при финансовой поддержке мегагранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2021-575 (модернизация экспериментальной установки).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ho J.Y., Wong K.K. and Leong K.C.** Saturated pool boiling of FC-72 from enhanced surfaces produced by Selective Laser Melting // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2016. V. 99. P. 107–121.
2. **Zhang C., Zhang L., Xu H., Li, P., and Qian, B.** Performance of pool boiling with 3D grid structure manufactured by selective laser melting technique // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019. V. 128. P. 570–580.
3. **Bessmeltsev V.P., Pavlenko A.N. and Zhukov V.I.** Development of a technology for creating structured capillary-porous coatings by means of 3D printing for intensification of heat transfer during boiling // *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*. 2019. V. 55. No. 6. P. 554–563.
4. **Zhukov V.E., Slesareva E.Y. and Pavlenko A.N.** Effect of Modification of Heat-Release Surface on Heat Transfer in Nucleate Boiling at Free Convection of Freon // *Journal of Engineering Thermophysics*. 2021. V.30. No 1. P.1-13.
5. **Serdyukov V.S., Volodin O.A., Bessmeltsev V.P. and Pavlenko A.N.** Effect of Modification of Heat-Release Surface on Heat Transfer in Nucleate Boiling at Free Convection of Freon // *Journal of Engineering Thermophysics*. 2022. V. 31 (accepted for publication).
6. **Volodin O.A., Pecherkin N.I. and Pavlenko A. N.** Heat transfer enhancement at evaporation and boiling of liquid on capillary-porous surfaces created by 3D printing // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing. 2021. V. 2119. No. 1. P. 012075.

*В.Я. Рудяк, Г.Р. Дашатиллов, А.А. Шупик*

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет,  
630008, Новосибирск, Ленинградская, 113  
Новосибирский государственный университет,  
630090, Новосибирск, Пирогова, 1

## **СОПОСТАВЛЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАНОЖИДКОСТЕЙ С ОДНОСТЕННЫМИ И МНОГОСТЕННЫМИ УГЛЕРОДНЫМИ ТРУБКАМИ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Теплофизические свойства наножидкостей с углеродными нанотрубками (УНТ) активно изучаются уже около двадцати лет. Такие исследования имеют важную и прикладную, и фундаментальную мотивацию. Последнее связано с тем, что наножидкости с УНТ являются нестандартными дисперсными флюидами, их свойства не описываются классическими теориями. С другой стороны, такие жидкости радикально отличаются и от обычных наножидкостей со сферическими частицами. В обычном смысле наножидкости с УНТ нельзя даже назвать наножидкостями, поскольку один из их характерных размеров является вполне макроскопическим.

За последние двадцать лет опубликовано несколько тысяч статей, в которых экспериментально изучаются теплофизические свойства наножидкостей с УНТ. Тем не менее до сих пор не удается сформулировать каких-либо универсальных выводов. Связано это с тем, что в публикуемых данных речь идет обычно о существенно различных наножидкостях, различаются базовые жидкости, УНТ могут быть как одностенными (ОУНТ), так и многостенными (МУНТ) и т.д.

Целью данной работы является систематическое обсуждение и сопоставление теплофизических свойств наножидкостей с ОУНТ и МУНТ. Во всех случаях используются одни и те же базовые жидкости. Всего изучено около двух десятков различных наножидкостей.

### **2. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЖИДКОСТЕЙ С УНТ**

#### **2.1. Приготовление и характеристика**

В настоящей работе наножидкости приготавливались на основе этиленгликоля (ЭГ), воды (В), изопропилового спирта (ИПС) и растворов В+ЭГ. В ряде случаев использовались дисперсанты (ПАВы): додецилбензолсульфат натрия (СДБС), поливинилпирролидон (ПВП) и додецилсульфат натрия (СДС). Весовая концентрация УНТ изменялась от 0.05 до 0.5%. Использовались ОУНТ компании OCSiAl, Новосибирск и МУНТ, Таунит-М компании Нанотех Центр, Тамбов [1–3].

Наножидкости приготавливались стандартным двухшаговым методом. Для разрушения формирующихся в наножидкостях агрегатов УНТ на втором шаге первичная наножидкость подвергается

ультразвуковой обработке (УЗО). Для контроля качества получаемой наножидкости использовались спектрофотометр UV-3600, анализатор коллоидной устойчивости Turbiscan и электроакустический спектрометр DT1202. Важнейшим фактором приготовления и характеристики наножидкостей является последовательное отслеживание их размеров и возможных кластеров. Размеры УНТ контролировались помимо электроакустического метода еще несколькими способами. Использовались электронная микроскопия и метод динамического рассеяния света (применялся анализатор Malvern Zetasizer Nano ZS). При создании наножидкостей во всех случаях предварительно систематически изучались теплофизические характеристики базовых жидкостей. В результате установлено, что все исследуемые наножидкости характеризуются в течение многих недель неизменными теплофизическими и механическими свойствами.

#### **2.2. Реология наножидкостей**

Измерение вязкости наножидкостей и изучение их реологии выполнялось с помощью ротационных вискозиметров Брукфильда LVDV-II+Pro и OFITE-900. Исследуемый объем термостатировался, что позволяло определять зависимость коэффициента вязкости от температуры и скорости сдвига. Точность измерения коэффициента вязкости не ниже 2%. Все базовые жидкости являлись ньютоновскими.

Выполненные систематические измерения показали, что все исследуемые наножидкости (с базовыми жидкостями: ЭГ, ЭГ+ПВП, ЭГ+СДБС, В+ПВП, В+СДБС, В+СДС, ЭГ+В) при весовых концентрациях ОУНТ  $w \geq 0.05\%$  являются неньютоновскими. Их реология хорошо описывается либо моделью степенной жидкости, либо моделью Хершеля–Балкли. С ростом концентрации ОУНТ индекс жидкости уменьшается, а параметр консистентности и предельное напряжение сдвига напротив растут. При увеличении температуры степень неньютоновости наножидкости снижается, уменьшаются предел текучести и показатель консистентности, а индекс жидкости увеличивается. С другой стороны, с ростом температуры вязкость наножидкости снижается при всех скоростях сдвига.

Реология наножидкостей с МУНТ существенно отличается от реологии наножидкостей с ОУНТ. Прежде всего, вязкость наножидкостей с МУНТ значительно ниже, чем у наножидкостей с ОУНТ. Вторым важным обстоятельством является то, что

наножидкости с МУНТ являются менее неньютоновскими, чем с ОУНТ.

Использование ПАВов делало соответствующие наножидкости с ОУНТ более неньютоновскими, чем без них. Ситуация меняется в наножидкостях с МУНТ. Наножидкости с МУНТ на основе ЭГ+ПВП оказываются ньютоновскими и их вязкость в исследованном диапазоне просто линейно увеличивается с ростом концентрации МУНТ. Но при всех скоростях сдвига она по крайней мере на порядок ниже, чем в наножидкостях с ОУНТ. В то же время, наножидкости с МУНТ на основе ЭГ+СДБС оказываются неньютоновскими. И снова при всех скоростях сдвига вязкость наножидкостей с МУНТ в разы ниже, чем у наножидкостей с ОУНТ.

### 2.3. Микрореология наножидкостей

Большинство изученных наножидкостей оказываются неньютоновскими. Поэтому наряду с исследованием реологии изучалась и их микрореология. С этой целью использовался Rheolaser MASTER™, применялась технология Diffusive Wave Spectroscopy.

Установлено, что практически все изучаемые наножидкости обладают вязкоупругими свойствами. Это является следствием того, что УНТ формируют некоторую твердую пространственную решетку, которая играет роль упругого каркаса. Степень упорядоченности этой решетки растет с увеличением концентрации УНТ. Показано, что степень вязкоупругости у наножидкостей с ОУНТ значительно выше, чем с МУНТ. Установлено, что это связано с существенно разным порогом перколяции этих двух типов наножидкостей.

### 2.3. Теплопроводность наножидкостей

Коэффициент теплопроводности измерялся на установке, разработанной на основе нестационарного метода нагреваемой нити [4]. Точность измерения не ниже 3%. Установлено, что теплопроводность наножидкостей с ОУНТ значительно выше теплопроводности базового флюида. Так, например, превышение теплопроводности для наножидкости на основе ИПС при весовой концентрации равной 0.25% составляет 51%. Стоит отметить, что объемные концентрации частиц при этом почти вдвое ниже. Превышение коэффициента теплопроводности наножидкости почти в 70 раз больше значения, предсказываемого теорией Максвелла. Сопоставление теплопроводности наножидкостей с ОУНТ и с обычными сферическими частицами показало, что 35%-ое превышение коэффициента теплопроводности наножидкости с ОУНТ требует их концентрации примерно на два порядка ниже, чем для обычных частиц.

С другой стороны показано, что теплопроводность наножидкостей с МУНТ существенно ниже, чем с ОУНТ. Кроме того, на снижение теплопроводности в ряде случаев влияет использование ПАВа. Пав может значительно снижать теплопроводность исходной базовой жидкости.

### 2.4. Электропроводность наножидкостей

Во многих приложениях наножидкостей наряду с теплопроводностью и вязкостью необходимо знать и их электропроводность. Таких данных в литературе чрезвычайно мало. Ниже для измерения электропроводности использовался кондуктометр «АНИОН 7025». Точность измерений не ниже 2%.

Полученные данные свидетельствуют о том, что наличие ОУНТ увеличивает электропроводность наножидкости почти на три порядка по сравнению с базовым флюидом, причем в изученном диапазоне концентраций удельная электропроводность наножидкостей растет линейно с увеличением  $w$ . Далее установлено, что на теплопроводность может существенно влиять ПАВ. Использование и СДБС, и ПВП существенно повышает электропроводность базовых жидкостей.

Во всех случаях электропроводность наножидкостей с ОУНТ значительно быстрее растет с увеличением концентрации нанотрубок, чем с МУНТ. Так электропроводность наножидкости на базе ЭГ+ПВП при весовой концентрации ОУНТ 0.2% увеличивается почти в тридцать раз, а с МУНТ вдвое ниже. Аналогичная ситуация имеет место и для наножидкостей на базе В+ПВП, но, естественно, абсолютные значения электропроводности здесь значительно выше. В этом случае при максимальной концентрации УНТ электропроводность с ОУНТ выросла на порядок, а с МУНТ – примерно в 3.3 раза.

Различия оказываются еще больше на чистом ЭГ. Превышение электропроводности в наножидкостях с ОУНТ составляет почти пять тысяч раз, а с МУНТ – лишь около двадцати.

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении формулируются основные выводы, полученные в работе, и обсуждаются физические причины экспериментально установленных закономерностей.

Работа выполнена при финансировании Российского научного фонда (соглашение № 20-19-00043).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Rudyak V.Ya.** Features of transport processes of nanofluids // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. 2021. V. 9, No. 2. P. 29–50.
2. **Rudyak V., Minakov A. and Pryazhnikov M.** Preparation, characterization, and viscosity studding the single-walled carbon nanotube nanofluid // *J. of Molecular Liquids*. 2021. V. 329, No. 1. P. 115517.
3. **Rudyak V.Ya., Tret'yakov D.S.** Rheological properties of water- and ethylene-glycol-based nanofluids with single-walled carbon nanotubes // *J. Engineering Physics and Thermophysics*. 2021. V. 94, No. 5. P. 1208–1216.
4. **Minakov A.V., Rudyak V.Ya. and Guzei D.V.** Measurements of the thermal conductivity coefficient of nanofluids by the hot-wire method // *J. Engineering Physics and Thermophysics*. 2015. V. 88, No. 1. P. 149–162.

*В.Я. Рудяк<sup>1</sup>, А.В. Минаков<sup>1,2</sup>, М.И. Пряжников<sup>1,2</sup>, Д.В. Гузей<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет,  
630008, Новосибирск, Ленинградская, 113

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет,  
660049, Красноярск, Свободный, 79

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОТДАЧИ НАНОЖИДКОСТЕЙ С ОДНОСТЕННЫМИ НАНОТРУБКАМИ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Теплопроводность одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) достигает 6000 Вт/(м·К). По этой причине их использование в различных теплофизических приложениях вполне естественно. К настоящему времени опубликованы сотни статей, посвященные экспериментальному изучению теплопроводности наножидкостей с УНТ. Тем не менее полученные результаты чрезвычайно разнородные и противоречивые. Связано это с тем, что практически во всех работах использовались фактически существенно разные наножидкости.

По этой причине не удастся предсказывать теплопроводность и теплоотдачу тех или иных наножидкостей. Чтобы сделать это, необходимо исследовать конкретные классы наножидкостей. Целью данной работы является экспериментальное изучение и моделирование теплоотдачи наножидкостей на основе этиленгликоля (ЭГ) и изопропилового спирта (ИПС) с ОУНТ. Наряду с теплоотдачей систематически изучено падение давления в канале, для этого предварительно исследована вязкость и реология используемых наножидкостей. Наножидкости приготавливались стандартным двухшаговым методом. Предварительно систематически изучалась реология, вязкость и теплопроводность использующихся наножидкостей [1, 2].

### **2. ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ**

Эксперименты выполнялись на установке [3], которая представляет собой замкнутый контур, с циркулирующим теплоносителем. Обогреваемой участок представляет собой трубку из нержавеющей стали диаметром 10 мм и длиной 1 м. Нагрев трубки осуществляется путем подачи электрического тока на ее стенку. В этом случае плотность теплового потока на стенке постоянна. Для измерения локальной температуры трубки на стенках закреплено шесть медь-константановых термопар. Измерения температуры осуществлялось измерителями ТРМ-200. Помимо этого, при помощи термопар измерялась температура теплоносителя на входе и выходе из обогреваемого участка. Измерения перепада давления проводились при помощи дифференциального манометра ОВЕН ПД200. Точность измерения температуры около 0.1°C, перепада давления – 1%, расхода менее 1%.

Экспериментально определялся локальный и средний коэффициенты теплоотдачи. Показано, что

при использовании наножидкости на основе ИПС среднее значение коэффициента теплоотдачи при весовой концентрации ОУНТ  $w = 0.25\%$  увеличилось почти в полтора раза по сравнению с соответствующим значением для ИПС. Подобное превышения коэффициента теплоотдачи с помощью наножидкостей с частицами металлов или их оксидов практически недостижимы. Таким образом, если стоит задача максимально повысить значение коэффициента теплоотдачи при конвективном теплообмене, то использование ОУНТ не имеет конкурентов среди других наночастиц.

Реология и вязкость наножидкости на основе ИПС с ОУНТ изучена в [1]. Было установлено, что она является неньютоновской при всех рассмотренных концентрациях ОУНТ. Во всех случаях эти наножидкости являются вязкопластическими, и их реология хорошо описывается моделью Хершеля–Балкли. Стоит отметить также, что обычно индекс жидкости уменьшается, а параметр консистентности напротив растет с увеличением концентрации УНТ. Реология наножидкости меняется и с ростом температуры.

Данные измерения падения давления вдоль канала от массового расхода показывают, что потери давления при прокачивании наножидкости с ОУНТ существенно превышают соответствующие значения для ИПС. С практической точки зрения для повышения теплогидравлической эффективности наножидкостей с ОУНТ можно рекомендовать использовать их при более высокой входной температуре теплоносителя. При этом вязкость наножидкости будет существенно снижаться, а коэффициент теплопроводности возрастать. Кроме того, если наножидкость повышает коэффициент теплоотдачи по сравнению с чистой жидкостью при фиксированном значении перепада давления, то она является эффективной. С наножидкостями обычно так дело и обстоит.

### **3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОТДАЧИ**

В предыдущем разделе показано, что с помощью наножидкостей с ОУНТ теплоотдача может быть значительно увеличена. Реальное применение наножидкостей в различных теплофизических приложениях требует систематического экспериментального изучения их теплоотдачи. Экспериментальное изучение теплообменных характеристик наножидкостей весьма трудоемкое и не всегда позволяет получить всю необходимую информа-

цию. Альтернативой является моделирование конвективного теплообмена наножидкостей. Сложность такого моделирования, в частности, определяется тем, что наножидкости с УНТ имеют обычно неньютоновскую реологию [1, 2]. В работе [4] разработан метод численного моделирования течений наножидкостей с ОУНТ. Ниже с помощью этого метода моделируется конвективная теплоотдача нескольких наножидкостей с ОУНТ в цилиндрических миканалах.

В данной работе использовалась гомогенная модель наножидкости. Зависимость коэффициентов переноса наножидкостей от концентрации ОУНТ определялись специально полученными экспериментальными данными. Наножидкость предполагается несжимаемой и описывается обычными уравнениями переноса. При этом уравнение сохранения энергии записывалось относительно энтальпии, которая в свою очередь определялась интегральным соотношением по удельной теплоемкости.

Для моделирования неньютоновских течений наножидкости используется известный подход, в котором среда рассматривается как жидкость с эффективным коэффициентом вязкости, который зависит от скорости сдвига. В данном случае реология наножидкости описывалась моделью Хершеля–Балкли или степенной жидкости.

На входе потока в расчетную область ставятся условия Дирихле, а на выходе – условия Неймана. На плоскости симметрии ставятся условия равенства нулю производной по нормали к плоскости симметрии всех скалярных величин, тангенциальной и нормальной к плоскости составляющих скорости. На твердых стенках ставятся условия прилипания и непротекания. Для объемной доли жидкой и твердой фаз на стенке задаются условия отсутствия диффузионных потоков.

Задача решается с помощью алгоритма, построенного на основе метода конечных объемов, использованного ранее авторами при решении различных задач (см. также [4]). Применимость полученных решений проверялась сопоставлением с соответствующими экспериментальными данными, описанными в предыдущем разделе. В данной работе изучены характеристики двух течений наножидкостей с ОУНТ на основе ИПС и ЭГ.

Показано, что во всех случаях использование наножидкостей значительно повышает среднее значение коэффициента теплоотдачи. Так при весовой концентрации ОУНТ  $w = 0.25\%$  коэффициент теплоотдачи наножидкости на основе ИПС увеличился почти в полтора раза, а при  $w = 0.5\%$  – почти вдвое. Подобные превышения коэффициента теплоотдачи с помощью наножидкостей с обычными сферическими наночастицами практически недостижимы.

Близкие значения получаются и при использовании наножидкостей на основе ЭГ. Однако превышение оказывается тем выше, чем ниже коэффициент теплопроводности базовой жидкости. Так

при  $w = 0.25\%$  значение коэффициента теплоотдачи наножидкости на основе ЭГ превышает соответствующее значение для чистого этиленгликоля на 81%. Однако с ростом числа Рейнольдса интенсификация теплообмена для всех наножидкостей несколько снижается.

В экспериментах удастся измерить коэффициент теплоотдачи (локальный и средний) и перепад давления вдоль канала. Однако измерить локальные характеристики течения внутри канала не удастся. Выполненные расчеты позволяют определить все необходимые характеристики. В частности, были получены систематические данные о профилях скорости и температуры, распределении температуры на стенках канала, распределении вязкости поперек канала и т.п. базовых жидкостей и наножидкостей при различных концентрациях ОУНТ.

С увеличением массовой концентрации ОУНТ профиль скорости течений наножидкостей все больше и больше отклоняется от соответствующего профиля базовой жидкости. Значения скорости возле стенки канала несколько возрастают, а максимум скорости в центре канала уменьшается. В связи с этим возрастает коэффициент теплоотдачи от стенки трубки и снижаются значения температуры на ее стенке. С ростом концентрации наночастиц распределение температуры вдоль стенки канала становится все более пологим.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении сформулированы основные выводы, полученные в работе, и обсуждаются физические причины наблюдаемых закономерностей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (соглашение № 20-19-00043).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Rudyak V., Minakov A. and Pryazhnikov M.** Preparation, characterization, and viscosity studding the single-walled carbon nanotube nanofluid // *J. Molecular Liquids*. 2021. V. 329. No. 1. P. 115517.
2. **Rudyak V., Dashpilov G. and Shupik A.** Measurement and study of thermophysical properties of nanofluids with carbon nanotubes // *J. of Physics: Conf. Series*. 2021. V. 1211. P. 91117.
3. **Minakov A.V., Rudyak V.Ya. and Guzei D.V.** Measurement of the heat transfer coefficient of a nanofluid based on water and copper oxide particles in a cylindrical channel // *High Temp*. 2015. V. 53, No. 2. P. 246–253.
4. **Rudyak V., Minakov A. and Guzey D.** Modeling the convective thermal heat transfer of nanofluids with carbon nanotubes in cylindrical minichannel // *J. of Physics Conference Series*. 2021. V. 2131(2). P. 022068.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ В МИКРОКАНАЛЕ ВОДЫ И ИЗОПРОПИЛОВОГО СПИРТА

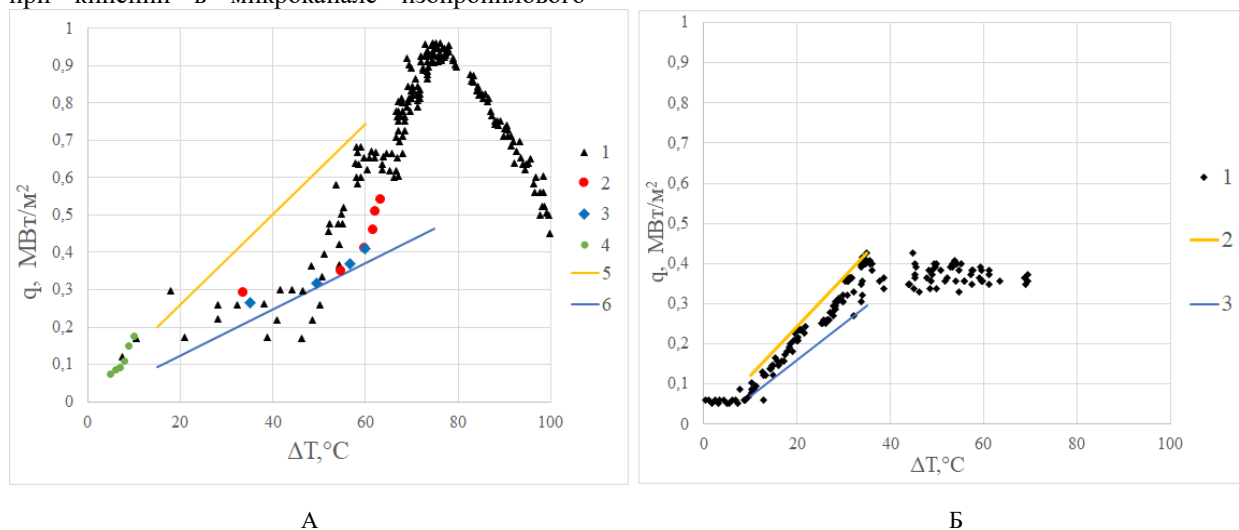
В двухфазном микроканальном теплообменнике при малых габаритах устройства отводятся высокие тепловые нагрузки. Однако имеющиеся данные крайне ограничены и расчетные рекомендации практически отсутствуют.

Кипение в микроканале исследуется в МЭИ с 2009 года [1-9]. К настоящему времени получены данные по теплоотдаче, истинному паросодержанию, изучено влияние наночастиц на кризис теплообмена при кипении воды в микроканале с размерами 12.5x3x0,2 при атмосферном давлении в диапазоне массовых скоростей 100-900 кг/м<sup>2</sup>с. Обнаружены следующие закономерности: с ростом массовой скорости растёт критическая тепловая нагрузка; покрытие из наночастиц приводит к увеличению критической тепловой нагрузки на 50%, также обнаружено увеличение тепловой нагрузки в переходном режиме кипения. В работе [8] обнаружено, что с ростом длины выходного участка критическая тепловая нагрузка падает. В работе [9] проведено исследование теплоотдачи при кипении в микроканале изопропилового

спирта при массовой скорости до 350 кг/м<sup>2</sup>с и давлении 0.4÷0.8 бар. Получено, что с ростом давления теплоотдача в микроканале улучшается.

Целью данной работы является разработка рекомендаций для расчета теплоотдачи и кризиса теплообмена при кипении в микроканале воды и изопропилового спирта, описывающих полученные и известные экспериментальные данные.

Расчёт теплоотдачи при кипении воды и изопропилового спирта в микроканале проведен по формулам Кутепова-Стермана [11] для кольцевого и для пузырькового течения теплоносителя, а также по уравнению Даниловой Г.Н. [12] для пузырькового кипения. Для расчета конвективного коэффициента теплоотдачи использована формула Кутателадзе С.С. для плоской щели с односторонним нагревом в области чисел  $Pe \cdot \frac{da}{L} > 70$  [13]. Шероховатость поверхности микроканала принимается равной 1.5 мкм [5].



**Рисунок 1** А– Кривые кипения воды в микроканале: 1- данные настоящей работы, одиночный микроканал 0.2x3x12.5 мм,  $G=100 \text{ кг/м}^2\text{с}$ ,  $T_{\text{вх}}=20^\circ\text{C}$ ; 2- данные [14], одиночный микроканал 0.36x5x26 мм,  $G=95.6 \text{ кг/м}^2\text{с}$ ,  $T_{\text{вх}}=22^\circ\text{C}$ ; 3- данные [15], система микроканалов трапецидального сечения с основанием 210 мкм, угол при основании  $54^\circ$ , длина 10 мм,  $G=116 \text{ кг/м}^2\text{с}$ ; 4 –  $G=200 \text{ кг/м}^2\text{с}$  (0,52 x 5,01x80 мм) [16]; 5 – расчёт по формуле Даниловой Г.Н. [12]; 6 расчёт по формуле Кутепова-Стермана [11]; Б – Кривые кипения изопропилового спирта в микроканале ( $p = 0.4$  бар); 1- данные настоящей работы, одиночный микроканал 0.2x3x12.5 мм, одиночный микроканал 0.2x3x12.5 мм, скорость потока 0,46 м/с; 2 – расчёт по формуле Даниловой [12]; 3 – расчёт по формуле Кутепова-Стермана [11]

Данные настоящей работы и известные экспериментальные данные, расчет по формулам [8] и [9] представлены на Рисунке 1. В случае изопропилового спирта кризис теплообмена наступает при меньших  $\Delta T$ . Наименьшее отклонение достигнуто в случае уравнения Кутепова-Стермана: не более 25%. Получено удовлетворительное

согласование с известными данными других авторов [14-16].

Результаты расчета критической тепловой нагрузки при кипении воды и изопропилового спирта в микроканале без покрытия по формуле (1) [8] представлены на Рисунке 2. Отклонение расчетных данных от экспериментальных не более 30%.

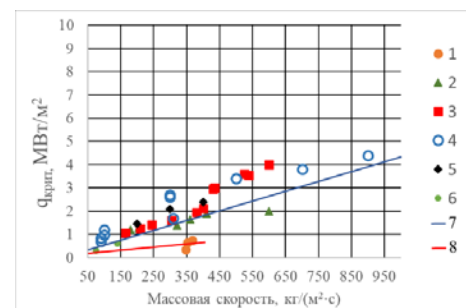


Рисунок 2 – Зависимость критической тепловой нагрузки от массовой скорости

1 – изопропиловый спирт; 2 – вода; 3 – вода [9]; 4 – вода [5]; 5 – вода [16]; 6 – расчет по формуле (1), вода; 7 – расчет по формуле (1), изопропиловый спирт;

$$q_{кр} = 9,1 \cdot 10^{-3} q_0 \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{0,25} \cdot Re_s^{0,26} \quad (1)$$

$$\text{где } Re_s = \frac{\rho W_0}{\mu_s} D_r; \quad W_0 = \frac{\rho w}{\rho'}; \quad q_0 = r \sqrt{\frac{\sigma \rho''}{D_r}}$$

## Список литературы

1. 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. ЦНИИАТОМИНФОРМ. 2008. С. 530.
2. Nomura T., Shustov M., Suzuki K., Hong C., Kuzma-Kichta Yu., Subcooled Flow Boiling In Mini And Micro Channel; Contribution Toward High Heat Flux Cooling Technology For Electronics. Proceedings of IPACK2009 InterPACK'09 July 19-23, 2009, San Francisco, California, USA
3. Kuzma-Kichta Yu. A., Suzuki K., Lavrikov A., Shustov M., Scholl S. Heat transfer investigation in the microchannel with nanorelief/ The 24th International Symposium on Transport Phenomena. 1-5 November 2013, Yamaguchi, Japan
4. Dzyubenko B.V., Kuzma-Kichta Yu. A., Leontiev A.I., Fedik I.I., Kholpanov L.P. «Intensification of Heat and Mass Transfer on Macro-, Micro-, and Nanoscales» Begell House, 2016 ISBN: 978
5. Шустов М.В., Кузма-Кичта Ю.А., Лавриков А.В. Покрытие микроканала наночастицами - эффективный метод повышения критической тепловой нагрузки.» Теплоэнергетика, 2017г.
6. Алексеенко С.В., Волчков Э.П., Дзюбенко Б.В., Драгунов Ю.Г., Исаев С.А., Коротеев А.А., Кузма-Кичта Ю.А., Леонтьев А.И., Попов И.А., Терехов В.И. Вихревые технологии для энергетики. М.Издательский дом МЭИ, 2017, 350 с.
7. Kuzma-Kichta Yu.A., Leontiev A.I. Choice and justification of the heat transfer intensification methods/ Journal of Enhanced Heat Transfer. – 2018. – Vol. 25. – P. 465–564. DOI: 10.1615/JEnhHeatTransf.v25
8. Kuzma-Kichta Yu. A., Lavrikov A.V., Shustov M., Kustova E. A., Ivanov N. S., Kuleshov E. A. and Kiselev A.S. Heat transfer crisis investigation in microchannel without and with coating from nanoparticles, J. Phys.: Conf. Ser. Series, 1683 022087, 2020
9. Kuzma-Kichta Yu. A., Lavrikov A. V., Shustov M., Kustova E. A., Ivanov N. S., Kuleshov E. A. and Kiselev A. S. Investigation of boiling heat transfer in microchannel of water and isopropanol 2021 J. Phys.: Conf. Ser. 2088 012023
10. Kuznetsov V. and Shamirzaev A. The Influence of the Mass Flow Rate on the Critical Heat Flux during Subcooled Deionized Water Boiling in a Microchannel Cooling System, Technical Physics Letters, 2018, Vol. 44, No. 10, pp. 938–941
11. Кутепов А.М., Стерман Л.С., Стюшин Н.Г. «Гидродинамика и теплообмен при парообразовании», уч. Пособие для вузов, Изд. Высшая школа, 1986. — 448 с
12. Danilova G.N. «Correlation of Boiling Heat Transfer Data for Freons», Heat Transfer- Soviet Research, vol.2(2),73-78,1970
13. Кутателадзе С. С. «Основы теории теплообмена» —Изд.М: Атомиздат, 1979, 416 с.
14. A.K.M.M. Morshed, Fanghao Yang, M. Yakut Ali, Jamil A. Khan, Chen Li Enhanced flow boiling in a microchannel with integration of nanowires. ATE, 32 (2012) 68-7
15. D. Klein, G. Hetsroni, A. Mosyak Heat transfer characteristics of water and APG surfactant solution in a micro-channel heat sink. International Journal of Multiphase Flow 31 (2005) 393–415
16. Wei Li, Junye Li, Zhaozan Feng, Kan Zhou, Zan Wu Local heat transfer in subcooled flow boiling in a vertical min-gap channel // Int. J. Heat Mass Transf. 2017, Vol. 110, pp. 796-804.

## НОВЫЙ СПОСОБ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА В ИМПУЛЬСНО НАГРЕТОМ РАЗДЕЛЯЮЩЕМСЯ РАСТВОРЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Миниатюризация вычислительной и силовой электроники связана с размещением большего числа тепловыделяющих узлов на меньшей площади. В результате повышается удельная плотность рассеиваемой мощности и расширяется температурный диапазон. Производительность пассивных систем охлаждения на фоне снижения массогабаритных параметров рассеивающих тепло элементов и сокращение стоков тепла становится недостаточной. При увеличении функциональной сложности дальнейшее повышение производительности и надежности вычислительной техники возможно при условии применения жидкостных систем охлаждения [1]. Актуальными становятся решения задач охлаждения электронных устройств с точечным тепловыделением и поиск новых рабочих тел.

Перспективный путь охлаждения микросхем с локальным тепловыделением – интегрирование в них систем микроканалов с циркуляцией жидкого теплоносителя, обычно воды [2]. Однако, эффективность водяного охлаждения ограничена свойствами воды и параметрами фазового перехода жидкость-пар. Нами рассматриваются жидкостные системы охлаждения с использованием бинарных теплоносителей, претерпевающих фазовый переход (с поглощением тепла) без интенсивного испарения или кипения. Благодаря этому, исключается запаривание микроканалов, образование сухих пятен на теплопередающих стенках и их локальный перегрев [3]. Интенсификация теплообмена происходит за счет диффузионного разделения растворов при их спиноподальном распаде [4, 5]. Спиноподальный распад – фазовый переход, связанный с поглощением тепла за счет разделения раствора по механизму жидкость-жидкость [6]. Последнее способствует резкой интенсификации теплообмена и исключает скачки давления, обусловленные кипением теплоносителя.

### 2. ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Цель работы – поиск условий интенсификации теплоотдачи в случае мощного импульсного тепловыделения в системе микронагреватель – бинарный теплоноситель с нижней критической температурой растворения (НКТР).

Решаемые для достижения цели задачи:

- выбор метода и создание методики для регистрации и сопоставления мгновенного коэффициента теплоотдачи раствора в устойчивом состоянии и в условиях его спиноподального распада;
- выбор, подготовка и исследование образцов;

- измерение значений мгновенного коэффициента теплоотдачи исходных компонентов и образцов раствора в удобных для сопоставления условиях опыта, в том числе, на фоне фазового перехода жидкость-жидкость и спиноподального распада.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Попытки улучшить транспортные свойства воды за счет добавки второго компонента приводят к возникновению в растворе дополнительного теплового сопротивления и к ухудшению его тепловой проводимости [7]. Существенная интенсификация теплоотдачи в растворах связана с наличием фазовых переходов. Данное обстоятельство налагает условия на выбор объектов исследования и быстродействия регистрирующей аппаратуры.

#### 3.1. Метод управляемого импульсного нагрева зонда

Нами применен метод управляемого импульсного нагрева проволочного зонда в режиме изотермического воздействия [8], позволяющий исследовать вещества в устойчивых и перегретых состояниях. В схеме автобалансного моста используется платиновый термометр сопротивления с известной градуировкой и реализуются кратковременные квазиизотермические условия при его импульсном нагреве в веществе от начального значения  $T_0$  до выбранного значения  $T(t > t_1) = T_{st}(t) \approx const$ . По первичным данным опыта рассчитываются значения температуры зонда  $T_{st}(t)$  и электрической мощности  $P(t; T_{st})$ , необходимой для её поддержания. Далее рассчитывается средняя (по поверхности зонда) плотность теплового потока и мгновенный коэффициент теплоотдачи  $K_T(t)$ , как основная переменная в опытах с мощным тепловыделением, при заданном температурном напоре  $\Delta T = T_{st} - T_0$ :

$$K_T(t) = [P(t) - P_{vac}(t)] / (\Delta T \cdot S_w), \quad (1)$$

где  $S_w$  – площадь поверхности зонда,  $P_{vac}$  – мощность тепловыделения зонда в вакууме.

В случае относительного варианта измерений сопоставление интенсивности теплоотдачи  $K_T(t)$  к растворам с различной концентрацией компонентов производится при выбранном значении температуры  $T_{st}$ , что позволяет пренебречь изменениями теплопотерь в токоподводы с изменением температуры зонда. Общая погрешность определения мгновенного коэффициента теплоотдачи в данном случае составляет ~ (1.5–2)%.

### 3.2. Объект исследования

Водные растворы изготавливались при смешении бидистиллированной воды и полипропиленгликоля со средней молекулярной массой  $M_n \sim 2000$  (Poly (propylene glycol), CAS No. 25322-69-4). Значение плотности PPG-2000 близко к плотности воды, что способствует равномерному смешиванию и минимизирует эффект осаждения в условиях разделения компонентов. Диапазон возможных для исследования концентраций ограничен расположением существенной части линии с НКТР ниже  $0^\circ\text{C}$ . В этой связи, кроме исходных компонентов было подготовлено и исследовано два водных образца с массовой долей полипропиленгликоля 0,05 и 0,12.

### 3.3. Результаты эксперимента и их обсуждение

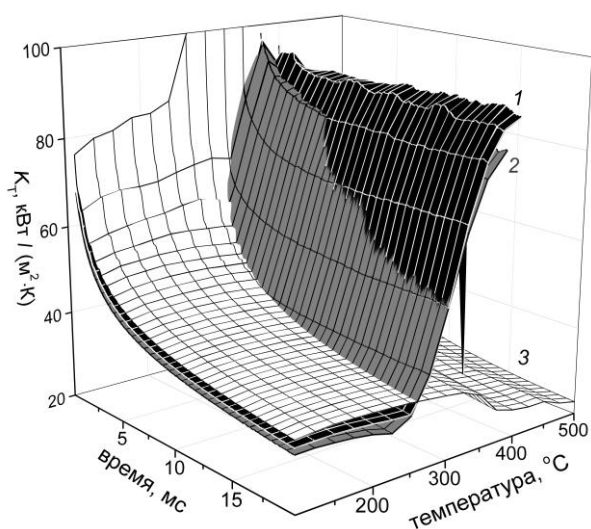


Рис. Значения  $K_T(t)$  получены из уравнения (1) на основе измеренных значений мощности нагрева зонда  $P(t)$ , помещенного в воду (3) и при добавке в нее PPG-2000, масс. %: 1 – 5; 2 – 12. Начальные значения температуры и давления в ячейке составляли:  $T_0 = 1,5^\circ\text{C}$  и 30 МПа, соответственно.

Длительность нагрева при изменении температуры термостабилизации  $T_{st}(t)$  в диапазоне (100 –

500) $^\circ\text{C}$  составляла 20 мс. Величина давления в ячейке превышала критическое давление воды и исключало вскипание образцов.

На рисунке представлены значения мгновенного коэффициента теплоотдачи  $K_T(t)$  воды (поверхность 3) в условиях отсутствия релаксационных процессов (конвекции и фазового перехода жидкость-пар). Данные для водного раствора PPG-2000 (поверхности 1 и 2) указывают на резкую интенсификацию теплоотдачи, начиная со значений  $T_{st}(t) \sim 250^\circ\text{C}$ . При превышении значений  $T_{st}(t) \sim 350-375^\circ\text{C}$  наблюдалось резкое уменьшение  $K_T(t)$  растворов, зачастую настолько значительное, что регистрировалось разрушение зонда.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом управляемого импульсного нагрева зонда в диапазоне стабилизации температуры (100–500) $^\circ\text{C}$  исследованы значения теплоотдачи водного раствора PPG-2000 (5 и 12 масс. %).

Для младших гомологов (PPG-425, 725) по теории регулярных растворов проведена оценка положения спинодали жидкость-жидкость (области абсолютно неустойчивых состояний). Сделано предположение, что исследуемые образцы растворов PPG-2000 в указанном диапазоне температур находятся в области спинопального распада.

В диапазоне температур (250–350) $^\circ\text{C}$  обнаружен эффект резкой интенсификации и последующего спада теплоотдачи, который связывается нами со спинопальным распадом водных растворов. Данный эффект существенно превышает значения теплоотдачи чистой воды и ограничен сверху значениями температур (350–400) $^\circ\text{C}$ . Масштаб эффекта напрямую связан с размером области несовместимости компонентов раствора, что косвенно подтверждает наличие ВКТР, обнаружение которой не достижимо в случае квазистатических измерений.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-19-00115-П.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мухамбетов А.М., Рыбаков И.М., Горячев Н.В. Классификация систем охлаждения на основе конструктивных особенностей охлаждаемого элемента // Надежность и качество: Тр. Межд. симп., Пенза: ПГУ 2016, Т. 2. С. 59–61.
2. Remco van Erp Remco, Soleimanzadeh Reza, Nela Luca, Kampitsis Georgios, Matioli Elison. Co-designing electronics with microfluidics for more sustainable cooling // Nature. 2020. V.585, N.7824, 211–230. doi:10.1038/s41586-020-2666-1
3. Чен Лисинь. Критический тепловой поток в микроканалах и в замкнутом пространстве. Обзор экспериментальных исследований и методов прогнозирования // Российский химический журнал. 2011. Т.55, №2. С. 85–98.
4. Skripov P.V., Igolnikov A.A., Rutin S.B., Melkikh A.V. Heat transfer by unstable solution having the lower critical solution temperature // International Journal of

- Heat and Mass Transfer. 2022. V.184, P.122290. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.122290>
5. D.V. Volosnikov, I.I. Povolotskiy, A.A. Igolnikov, M.G. Vasin, L.D. Son, P.V. Skripov Intensification of heat transfer during spinodal decomposition of a superheated aqueous oligomer solution // Journal of Physics: Conference Series. 2021. V.1787, P. 012032. doi:10.1088/1742-6596/1787/1/012032.
6. В.П. Скрипов, А.В. Скрипов Спинопальный распад (Фазовый переход с участием неустойчивых состояний). 1979. Т. 128, 193–231.
7. Д.В. Волосников, И.И. Поволоцкий, П.В. Скрипов, Взаимосвязь тепловой проводимости импульсно нагретого раствора с его объемом смешения // Письма в ЖТФ. 2021. Т.47, Вып.22. С.21–23. DOI: 0.21883/PJTF.2021.22.51721.18761
8. Д.В. Волосников, И.И. Поволоцкий, А.А. Старостин, П.В. Скрипов, Теплоотдача к водным растворам гликолей в импульсно перегретых состояниях // ТВТ. 2021, Т. 59, № 3, С. 384–393. DOI: 10.1134/S0018151X21020152

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ УСТАНОВОК

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Постановка и решение задач повышения энергоэффективности и надежности высокотемпературных теплотехнических установок особенно важны для стран с развивающейся экономикой. В последние годы это стало значительным в связи с ростом потребления и стоимости полезных ископаемых, стремлением быть энерго- и технологически независимой страной в условиях санкционной политики. Рациональное использование топлива и совершенствование теплотехнических процессов в теплоэнергетической системе — одно из возможных решений проблем, возникающих на пути к высокоразвитой экономике.

Высокотемпературные установки (ВТУ) являются энергоемкими агрегатами. Повышение их эффективности осуществляется в основном за счет утилизации теплоты уходящих газов и снижения

тепловых потерь через наружные ограждения (НО). Последнее обычно обеспечивается его герметичностью и понижением коэффициента теплопередачи путем подбора соответствующих теплоизоляционных материалов. Известен и другой способ, который позволяет увеличить срок службы НО ВТУ и снизить тепловые потери через её стены. Он основан на применении воздухопроницаемых материалов. Холодный воздух, проходя через такой материал, нагревается, охлаждает обмуровку ВТУ и направляется на горение. Чем выше температура воздуха, направляемого на горение или подогрев шихты, тем эффективнее работает установка.

Задача данного исследования заключается в том, чтобы выявить целесообразность использования лунок для интенсификации теплообмена в НО ВТУ и, как следствие, повысить энергетическую эффективность ВТУ.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

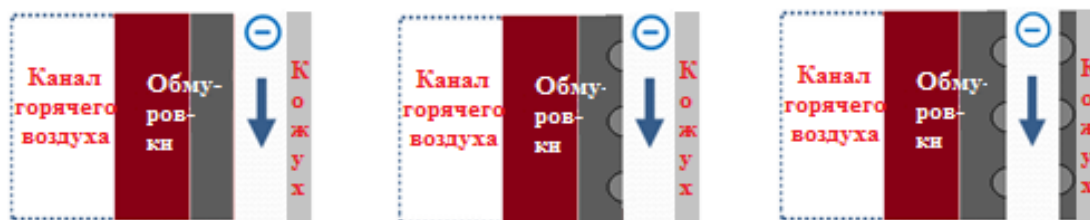


Рис.1 - Исследуемые варианты наружного ограждения ВТУ

Задача данного исследования заключается в том, чтобы выявить целесообразность использования лунок для интенсификации теплообмена в НО ВТУ и, как следствие, повысить энергетическую эффективность ВТУ.

На рис.1 представлены варианты наружных ограждений ВТУ, из которых необходимо

### 3. ИНСТРУМЕНТ МОДЕЛИРОВАНИЯ И МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Численное моделирование теплообмена для всех представленных вариантов выполнено в программе PHOENICS. Используются следующие модели турбулентности: Chen\_Kim ke и модуль для расчёта излучения IMMERSOL. На наружных поверхностях кожуха ВТУ задаются граничные условия 3-города, учитывающие температуру внешней (окружающей) среды  $t_{oc} = 20^{\circ}\text{C}$  и коэффициент теплопередачи

определить наилучшую совокупность таких величин, как максимальное значение температуры воздуха, поступающего из каналов НО на горелочные устройства, минимальное значение теплового потока, проникающего через НО во окружающую среду, и минимальное значение температуры наружной поверхности кожуха ВТУ.

$\alpha_{oc} = 6 \text{ Вт/м}^2\text{К}$ . В процессе тепловых расчетов НО с воздухопроницаемой изоляцией ВТУ были определены: величина тепловых потерь в окружающую среду ( $Q_{окр}$ ); среднemasсовая температура воздуха ( $t_{вых}$ ), поступающего на горение, температура металлического кожуха ( $t_{кож}$ ), температура обмуровки ( $t_{обм}$ ), коэффициент теплопередачи обмуровки ( $\alpha_{обм}$ ) и кожуха ( $\alpha_{кож}$ ) ВТУ. Полученные результаты представлены в табл.1.

Таблица 1 – Результаты вычислительных экспериментов

№	Варианты конструкции НО ВТУ	$u_{\text{вход}}$ , М/с	$t_{\text{вход}}$ , °С	$t_{\text{выход}}$ , °С	$t_{\text{кож}}$ , °С	$t_{\text{обм}}$ , °С	$\alpha_{\text{обм}}$ , Вт/ м <sup>2</sup> /К	$\alpha_{\text{кож}}$ , Вт/ м <sup>2</sup> /К	$Q_{\text{окр}}$ , Вт
1	Нет интенсификаторов теплообмена (лунки) на стенках	3	20	255.75	21.90	722.15	41.59	41.59	1.015
2	интенсификаторы теплообмена (лунки) только на одной стенке, а на другой их нет	3	20	307.70	22.27	762.28	11.94	83.18	1.213
3	Интенсификаторы теплообмена есть на обоих стенках	3	20	245.69	20.11	654.29	11.43	9.72	0.059

#### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из таблицы, лучшим вариантом, показавшим наименьшие тепловые потери через стены ВТУ, является 2-ой вариант. Здесь воздух входит в канал, содержащий лунки на наружной поверхности обмуровки, нагревается, становится турбулентным и при взаимодействии с обмуровкой отбирает у неё часть тепла. Наличие лунок на стенках канала повышает интенсивность теплообмена и, как следствие, воздух приобретает более высокую температуру. Выходя из горячего канала, воздух уносит с собой значительную часть тепла, которое не использовалось в других рассмотренных вариантах и уходило через стенки ВТУ.

#### 5. ВЫВОДЫ

Для повышения энергетической эффективности ВТУ целесообразно в вентилируемых каналах, расположенных между обмуровкой и кожухом ВТУ, использовать вихревые интенсификаторы теплообмена в виде шаровых сегментов (лунок). Наличие таких углублений на наружной поверхности обмуровки позволит повысить температуру воздуха на выходе вентилируемого канала. Подогретый таким образом, воздух можно использовать для предварительного нагрева шихтового материала и / или направить его на горение. Более того, рассматриваемое техническое решение позволяет практически полностью регенерировать тепловой поток, направляемый через ограждение в окружающую среду. Свидетельство тому – практическое равенство температуры кожуха температуре окружающей среды.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРА

1. Алимгазин А.Ш. Повышение эффективности работы металлургического оборудования путем совершенствования тепловых характеристик его ограждения. Автореф. дисс. канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1987. 20 с.
2. Перелетов И.И., Митрохин Ю.С. Повышение энергетической эффективности камерных нагревательных печей за счет применения фильтруемого ограждения рабочего пространства. Сообщение 1 // Изв. ВУЗов – Энергетика. М., 1989. № 9. с. 111-113

3. Горюнова И.Ю. Повышение эффективности ваннных стекловаренных печей на базе применения фильтруемой изоляции рабочего пространства. Автореф. дисс. канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1988. 20 с
4. Перелетов И.И., Митрохин Ю.С. Повышение энергетической эффективности камерных нагревательных печей за счет применения фильтруемого ограждения рабочего пространства. Сообщение 2 // Изв. ВУЗов – Энергетика. М., 1989. № 12. с. 82-86
5. Алимгазин А.Ш. Комплексное исследование газо динамики теплообмена в ограждении теплоэнергетической установки с проницаемой изоляцией /А.Ш.Алимгазин, В.П.Мотулевич, Э.Д.Сергиевскийидр. // Теплоэнергетика. - 1988.- № 5.- С. 69-71.
6. Маскинская А.Ю. Повышение эффективности теплообменных аппаратов за счет интенсификации теплообмена на поверхности с лунками / Автореф. дисс. к.т.н. – М.: МЭИ, 2004. 20 с.
7. Крылов А.Н. Повышение эффективности стекловаренных печей на основе комплексной регенерации тепловых отходов. Автореф. дисс. к.т.н.- М.: МЭИ, 2007. 20 с.
8. Сергиевский Э.Д., Крылов А.Н. Математическая модель фильтруемой изоляции высокотемпературной печи при направленной подаче охладителя // ВестникМЭИ, 2006. № 5. С. 115-120.
9. А.с. №2005134969/22 RU, кл. F 28F 13/02, F 27 D 1/00. Теплообменное устройство / Э.Д. Сергиевский, Л.Н. Говорухин. Опубл. 11.11.05.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНОЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ СОПЛОВЫХ ЛОПАТОК БЕСКОНТАКТНЫМИ МЕТОДАМИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие газотурбинных двигателей связано с повышением температуры газа перед турбиной. При этом возникает вопрос в необходимости совершенствования систем охлаждения сопловых лопаток турбины. В настоящее время, для их охлаждения вместе с конвективным способом охлаждения используется пленочное охлаждение, поскольку применение различных конвективных схем является недостаточным для обеспечения необходимого теплового состояния лопаток турбины.

При организации пленочного охлаждения воздух вдувается в высокотемпературный поток газа через щели или отверстия перфорации, охлаждая при этом не только область вдува, но и поверхность за ней. С развитием технологий изготовления лопаток для повышения эффективности пленочного охлаждения стали использовать различные профилированные формы отверстий: веерные, конические, laid-back. При этом поверхность лопатки в зависимости от применения пленочного охлаждения можно разделить условно на три области: поверхность входной кромки лопатки, где используются только цилиндрические отверстия; поверхность спинки и корыта лопатки, где используют профилированные отверстия. На спинке сопловой лопатки выдув охлаждающего воздуха возможен на участке профиля только до горла соплового аппарата. При этом, на данном участке профиля развиваются значительно более высокие скорости основного потока, которые могут превышать скорость звука.

Для экспериментального исследования пленочного охлаждения традиционно используют методы, которые можно разделить на 2 большие группы:

- определение адиабатической эффективности пленочного охлаждения;
- определение коэффициентов теплоотдачи в зоне выдува пленки.

Эксперименты по определению эффективности пленочного охлаждения проводят в стационарной постановке при измерении температуры стенки в предположении, что она является адиабатной [1] и температура стенки принимает температуру воздуха ее омывающего:

$$\eta = \frac{T_{\Gamma}^* - T_{пл}}{T_{\Gamma}^* - T_{охл}^*} \quad (1)$$

где  $T_{\Gamma}^*$  - температура торможения газового потока;  $T_{пл}$  - температура пленки (равная температуре адиабатной стенки);  $T_{охл}^*$  - температура торможения охлаждающего воздуха.

Эксперименты второй группы, как правило, проводятся в нестационарной постановке на основе теоретического решения задачи теплопроводности в стенке при заданных граничных условиях или

задачи регулярного теплового режима 1 рода. В таких экспериментах скачкообразно изменяют температуру одного из теплоносителей и фиксируют изменение температуры стенки во времени.

В последнее время все чаще для исследования пленочного охлаждения наряду с описанными двумя методами стали использовать метод цифровой трассерной визуализации, который позволяет исследовать структуру течения пелены охладителя.

Эффективность пленочного охлаждения зависит от многих факторов: как геометрических, так и параметров основного и вторичного потоков. Одним из основных факторов, определяющих эффективность пленочного охлаждения является параметр вдува, который определяется по соотношению:

$$m = \frac{\rho_{охл} * V_{охл}}{\rho_{\Gamma} * V_{\Gamma}}, \quad (2)$$

где  $\rho_c$ ,  $\rho_g$  - плотности охлаждающего воздуха и горячих газов;  $V_{охл}$ ,  $V_{\Gamma}$  - скорости охлаждающего воздуха и горячих газов.

Эффективность охлаждения для цилиндрических отверстий максимальна при параметре вдува от 0,5 до 1, при  $m > 1,5$  струя не прилипает к защищаемой поверхности. Использование профилированных отверстий позволяет существенно повысить эффективность пленочного охлаждения особенно при высоких параметрах вдува.

Результаты экспериментов по определению эффективности пленочного охлаждения наиболее часто используются в инженерной практике для определения температуры газа, непосредственно омывающего стенку по известным температуре газа и температуре охлаждающего воздуха.

Экспериментальные исследования в данном случае проводятся на стенке с низкой теплопроводностью [2]. С развитием бесконтактных средств измерения температура объекта испытаний все чаще измеряется с помощью инфракрасной камеры [3]. Обычно, исследования данным способом проводятся на спинке или корыте сопловой лопатки, а также в модельных экспериментах на прямолинейных и криволинейных пластинах. Применение данного метода для исследования входной кромки затруднено значительной кривизной поверхности в данной зоне лопатки.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования по определению адиабатной эффективности пленочного охлаждения для профилированных отверстий, используемых на спинке и корыте сопловой лопатки и входной кромки с помощью PIV метода.

## 2. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АДИАБАТНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЛЕНОЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Установка для определения эффективности пленочного охлаждения представляет собой плоский канал с размерами 45x20 мм одна из стенок, которого изготовлена из ИК прозрачного стекла, а на противоположной стенке установлен объект испытаний в виде выпуклой или плоской поверхности с различными вариантами отверстий перфорации. Измерение температуры пластины производится с помощью термографа.

В настоящей работе, экспериментальное исследование было выполнено для криволинейной пластины, которая повторяет структуру течения на спинке сопловой лопатки реального двигателя на расстоянии 20 калибров, с 5 различными формами отверстий  $d=0,8$  мм: цилиндрическое, веерные с длинной расширяющегося участка 1d и 3d, laidback – 1d и комбинационной fanshaped-laidback. Все отверстия выполнены под углом  $30^\circ$  к поверхности и относительным шагом 3,5 мм.

Сопоставление полученных экспериментальных результатов для отверстий различной формы приведено на рисунке 1.

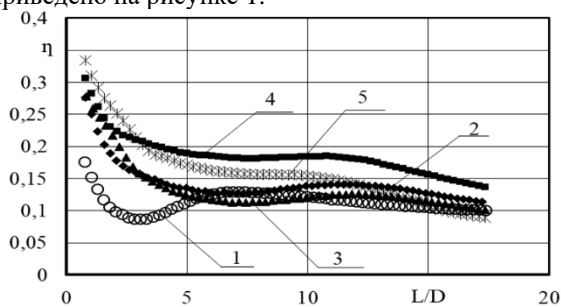


Рис. 1 – Изменения эффективности пленочного охлаждения по длине пластины при  $m=1$ : 1 – цилиндрические отверстия; 2 – fan-shape-1d; 3 – laidback-1d; 4 – fan-shape-3d; 5 – fanshaped-laidback.

## 3. МЕТОД ЦИФРОВОЙ ТРАССЕРНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ

Использование данного метода возможно как на спинке или корыте соплового аппарата, так и на входной кромке лопатки. При проведении экспериментов такого рода, в поток вводятся частицы малого размера – трассеры. Лазером создается плоскость и с помощью высокоскоростной камеры регистрируются образы частиц. Данный способ позволяет получить мгновенное поле скорости в выбранном сечении.

Экспериментальное исследование формирования пелены охладителя на входной кромке сопловой лопатки выполнено при различных параметрах турбулентности от 6,4% до 10,7% методом (PIV). Для получения полного поля скорости трассеры (частицы глицерина) вводились в основной поток. Для определения границы формирования охлаждающей пелены трассеры вводились только в охлаждающий поток. Обработка полученных изображений выполнялась с использованием корреляционных

алгоритмов, при которых поле течения разбивается на элементарные области. В каждой из этих областей вычисляется корреляционная функция сдвигов частиц. Начальное и конечное положение частиц фиксируется на различных снимках. По результатам экспериментального исследования было получено (рис. 2), что толщина пелены охладителя при параметре турбулентности 7,7% изменялась от 2,42 до 1,65, при снижении интенсивности турбулентности до 6,5% толщина пленки увеличилась на 8-20%, а при высокой турбулентности потока толщина пленки снизилась на 3-10% по сравнению с исходным вариантом.

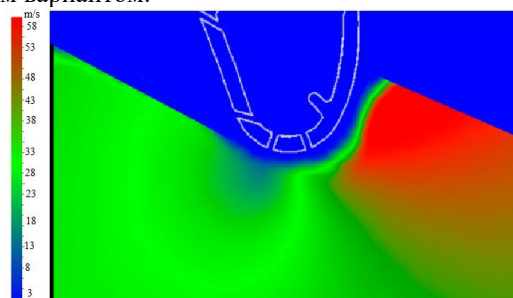


Рис. 2 – Результат исследования пленочного охлаждения методом PIV входной кромки сопловой лопатки

Данный метод в отличие от предыдущего позволяет определить взаимодействие струи охлаждающего воздуха с газовым потоком, для настройки современных численных методов. Однако непосредственно для инженерных расчетов результаты данного исследования использовать достаточно сложно, так как основной величиной, которую можно определить является толщины пленки.

## 4. ВЫВОДЫ

Результаты ИК-термографии позволили выявить формы отверстий, обеспечивающих наиболее эффективное охлаждение поверхности. С использованием PIV подхода получены режимы, при которых выдув охладителя через отверстия входной кромки лопатки формирует устойчивую пелену вблизи поверхности. Показано, что результаты комплексных тепловизионных и PIV измерений можно использовать как для определения теплового состояния охлаждаемой поверхности лопатки, так и для детальной верификации применяемых моделей турбулентности.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Dhungel A., Lu Y, Phillips W., Srinath V., R. Ekkad, and Heidmann J.** Film cooling from a row of holes supplemented with anti vortex holes // Proceedings of ASME Turbo Expo 2007 - Power for Land, Sea and Air.-GT2007-27419.
2. **Lu Y., Dhungel A., V. Srinath V., R. Ekkad R. and Bunker S.** Film cooling measurement for created cylindrical inclined holes // Proceedings of ASME Turbo Expo-2007. Power for Land, Sea and Air.- GT2007-27386.
3. **Santosh A., Navin A.R. and Ekkad S.V** Film Cooling study of novel orthogonal entrance and shaped exit holes// Proceedings of ASME Turbo Expo 2009. - Power for Land, Sea and Air. GT2009-60003.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КАНАЛАХ БЕЗ ПОДВОДА ЭНЕРГИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время методы интенсификации теплообмена играют одну из ключевых ролей в технике в качестве решений проблем энергоэффективности и массогабаритных показателей энергоустановок. Наиболее широкое применение в технике получили пассивные методы интенсификации теплообмена в виду своей достаточно высокой эффективности и простоты конструкции теплообменников, в то время как более эффективные, но более энергозатратные активные методы применяются в редких случаях. Решением задачи совмещения преимуществ каждого из типов методов может стать смешанный метод интенсификации.

Самым распространенным пассивным методом является турбулизация потока за счет обтекания неровностей на поверхности теплообмена, эффективность которого показывает высокие результаты, но отмечается также и стремительный рост гидравлического сопротивления [1]. Среди активных методов можно выделить акустическое поле, влияние которого дает увеличение теплоотдачи вплоть до 500% при практически отсутствующем росте гидравлического сопротивления [2-5].

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основной целью работы является изучение акустических автоколебаний в нестационарном воздушном потоке в канале с турбулизатором, установленным в середине по длине тракта на разработанном лабораторном стенде. Метод заключается в возбуждении в канале резонансных акустико-вихревых автоколебаний, возникающих при совпадении частоты схода вихрей с задних кромок профилей, установленных в центре канала, и одной из собственных акустических частот системы «канал+профиль».

Частоты автоколебаний зависят от характерных размеров канала и профиля, и от скоростей потока и звука среды. По порядку величины частота колебаний соответствует поперечным акустическим модам, нормальным к задней кромке профиля (характерный размер – высота канала).

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧ ВНЕШНЕГО ОБТЕКАНИЯ ПРОФИЛЕЙ

#### 3.1. Расчетная область

Профиля представляют собой типичную конфигурацию, применяемую для турбулизации потока (рис. 1). Высота расчетной области равна 1 мм.

В рамках численного эксперимента все задачи смоделированы с одинаковыми начальными условиями для того, чтобы сделать оценку обтекания каждой новой конфигурации в сравнении с имеющимся профилем. Начальные условия представляют собой температуру  $T = 300$  К, давление  $p = 1$  атм и скорость воздушного потока на входе  $U = 170$  м/с.

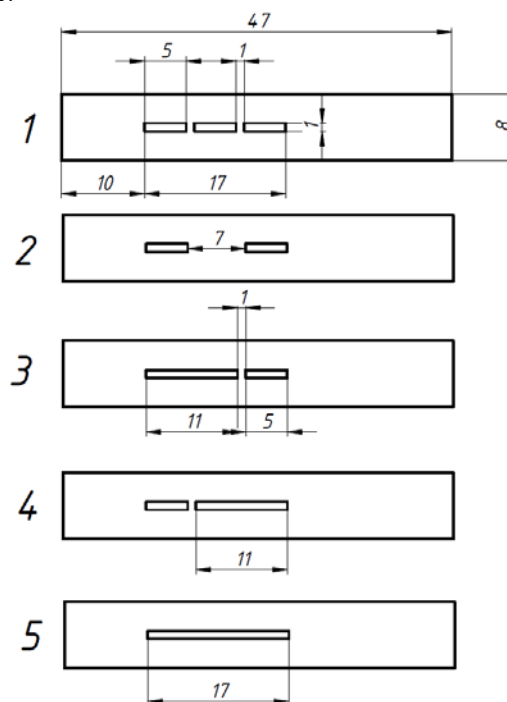


Рис. 1. Исследуемые конфигурации профилей: 1 – стандартный имеющийся профиль; 2 – с отсутствующей средней преградой; 3 – с объединенными первой и второй преградой; 4 – с объединенными второй и третьей преградой; 5 – объединенные в одну пластину три преграды.

### 3.2. Влияние высоты профиля на характер схода вихрей

По полученным данным было подтверждено, что высота барьеров несущественно влияет на частоту схода вихрей и амплитуду давления – для высот 1.5 мм и 1 мм частоты составили соответственно 12001 Гц и 12012 Гц, амплитуда давления составила от 104113 Па до 105394 Па и от 104182 Па до 105306 Па соответственно.

### 3.3. Обтекание при разном давлении

Как известно, ключевым параметром характеристики турбулизации потока является число  $Re$ , зависящее от скорости потока. Однако при обтекании пластины турбулизатора в поставленной задаче интерес представляет вопрос о влиянии давления внутри канала на частоту схода вихрей.

Для ответа на этот вопрос были смоделированы две дополнительные задачи для исходной расчетной области при одинаковых скоростях  $U = 170$  м/с и при разных давлениях  $p = 1$  атм, 5 атм и 8 атм.

### 3.4. Обтекание при разных скоростях

Установлено, что при обтекании пластины потоком про скоростях  $M > 1$  частота пульсаций превышает ультразвуковую. Для исследования характеристики схода вихрей при разных скоростях были выполнены численные расчеты обтекания турбулизатора при дозвуковых скоростях  $U = 85$  м/с, 130 м/с и 250 м/с.

Результаты показали, что в данном диапазоне скоростей частота схода вихрей находится в диапазоне 9-16 кГц. При этом с увеличением скорости увеличиваются численные показатели минимумов и максимумов пульсаций давления: 101532-102615 Па для 85 м/с, 102013-103006 Па для 130 м/с, 108316-109094 Па для 250 м/с, 118724-123022 Па для 1 М (340 м/с), 153622-154567 Па для 1.5 М, 183650-185051 Па для 2 М и 222617-223703 Па для 3 М.

## 4. ПОЛУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЧАСТОТЫ СХОДА ВИХРЕЙ ОТ СКОРОСТИ ПОТОКА

Характер схода вихрей можно описывать безразмерным параметром – числом Струхала  $Sh$ , зависящим от частоты пульсаций давления.

На основании полученных результатов численного моделирования можно построить зависимость для обтекания пластины с данной конфигурацией профиля (рис. 2).

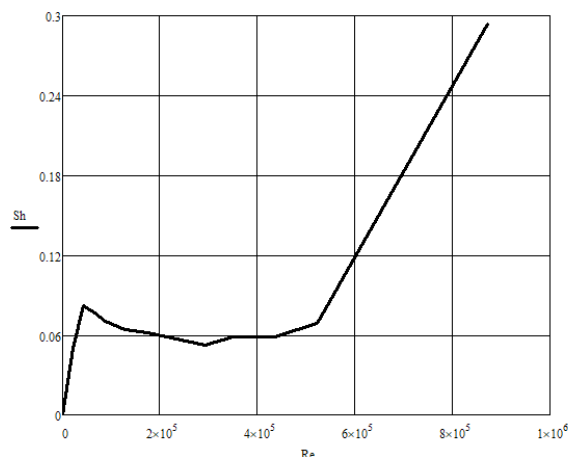


Рис. 2. Зависимость числа Струхала от числа Рейнольдса при обтекании профиля.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Смешанные методы интенсификации теплообмена дают возможность использовать преимущества каждого отдельно взятого метода для более эффективного усиления коэффициента теплоотдачи и решения проблем массогабаритных размеров энергетических установок. За счет эффектов внешнего обтекания при турбулизации потока пассивным методом может быть получено акустическое поле пульсаций давления без внешнего подвода дополнительной энергии, что не требует увеличения теплообменного аппарата и больших затрат энергии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Мигай В.К.** Моделирование теплообменного и энергетического оборудования. – Л.: Энергоатомиздат, 1987. – 263 с.
2. **Li G., Zheng Y., Hu G., Zhang Z., Xu Y.** Experimental study of the heat transfer enhancement from a circular cylinder in laminar pulsating cross-flows. *Heat Transfer Engineering*. 2016. V. 37(6). P. 535–544.
3. **Давлетшин И.А., Михеев Н.И., Молочников В.М.** Теплообмен в турбулентной отрывной области при наложенных пульсациях потока. // *Теплофизика и аэромеханика*. Казань: Исследовательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН. 2008. Т.15. №2
4. **N. Gondrexon, L. Cheze, Y. Jin, M. Legay, Q. Tissot, N. Hengl, S. Baup, P. Boldo, F. Pignon, E. Talansier.** Intensification of heat and mass transfer by ultrasound: Application to heat exchangers and membrane separation processes, *Ultrasonics Sonochemistry*, Volume 25, 2015.
5. **Колотвин А.В., Криницкий Е.В., Маскинская А.Ю.** Метод повышения энергетической эффективности путем внешнего периодического воздействия на элементы теплообменного оборудования и характеристики потока. // М.: Национальный исследовательский университет «МЭИ». 2020. Ч.1. С. 104-106.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА В ПРЯМОУГОЛЬНОМ КАНАЛЕ С НАКЛОННЫМИ РЕБРАМИ

### АННОТАЦИЯ

Представлены результаты численного моделирования турбулентного отрывного течения и теплообмена в прямоугольном канале при наличии пассивного вихрегенератора в виде наклонного ребра на нижней стенке канала. Угол наклона ребра к поверхности канала изменялся в диапазоне от  $30^\circ$  до  $150^\circ$  таким образом, что его высота оставалась постоянной. Результаты моделирования показали влияние угла наклона на структуру течения и на локальные и интегральные коэффициенты теплообмена. Показан оптимальный угол наклона ребра, который приводит к увеличению коэффициента теплообмена.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Отрыв потока и его повторное присоединение часто встречается в различных технических устройствах. Поэтому актуальность исследований в данной области не ослабевает. Одним из наиболее эффективных способов повышения эффективности теплообменного оборудования является использование оребрения стенок канала. При оребрении одной из стенок канала на характеристики течения, такие как максимальный и средний теплообмен, длина зоны рециркуляции оказывают влияние многие геометрические параметры. Так авторами [1,2] была проведена экспериментальная работа и численное моделирование по воздействию продольного градиента давления на теплообмен на нижней стенке канала. В работе [1] были получены данные, согласно которым с увеличением градиента давления максимальный теплообмен увеличивается для сходящегося канала и уменьшается для расширяющегося. При этом положение максимальной теплоотдачи ведет себя аналогичным образом. В работе [2] продольный градиент давления в зоне отрыва изменялся за счет вариации соотношения между высотой канала до и после расширения. Исследуемыми аспектами в экспериментах было влияние числа Рейнольдса и степени расширения на длину зоны рециркуляции. В результате полученных данных и сравнения их с другими работами было показано, что длина зоны рециркуляции уменьшается при увеличении числа Рейнольдса. Но при этом для  $Re > 10^4$  коэффициент расширения канала ( $ER = h_1/h_2$ ) становится определяющим параметром. При этом с увеличением степени расширения увеличивается длина зоны рециркуляции. Помимо этого, на характеристики течения оказывают влияние высота вихрегенератора [3], его положение [4] и т.д. При использовании различных моделей турбулентности данные о структуре течения и теплообмене в канале могут сильно отличаться, несмотря на относительно простую геометрию задачи. Так, авторами

[5] было проведено численное моделирование турбулентного потока в канале с периодическим оребрением с помощью различных методов замыкания. Были предложены подходы по улучшению прогнозирования поведения потока, что позволило получить лучшее совпадение с экспериментом. Задача с такой геометрией также была исследована экспериментально. Так в работе [6,7] была измерена теплоотдача голографической интерферометрией при почти одинаковых числах Рейнольдса ( $Re = 12\ 600$  и  $13\ 100$ ). Было получено распределение локального числа Нуссельта. Данные по теплообмену показали, что в работе [6] он увеличивается по удалению от ребра, достигая своего пика перед следующим ребром, в то время как у авторов [7] он имеет почти равномерное распределение вдоль канала. Изучению структуры течения и теплообмена в оребренных каналах посвящено большое число работ, инициированных рядом практических приложений, в частности, проблемами интенсификации теплообмена внутри лопаток турбин [8]. В тоже время в данной задаче остается много малоизученных задач и в частности исследование влияния угла наклона ребер к поверхности канала.

### 2. МЕТОД ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Число Рейнольдса, рассчитанное по высоте уступа и среднерасходной скорости, в экспериментах было неизменным  $Re = 12\ 600$ . В расчетную область входило одно ребро, высота которого было постоянным во всех случаях. Варьируемым параметром был угол наклона. На всех стенках, кроме верхней, которая была теплоизолированной, был задан постоянный тепловой поток.

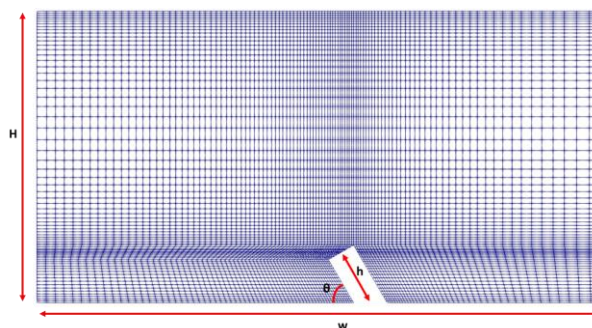


Рис. 1. Схема расчетной области

На входе и выходе в расчетную область были заданы периодические граничные условия. На рисунке 1 представлена расчетная область.

Численное моделирование было выполнено методом RANS. Интегрирование всех уравнений, входящих в математическую модель, проводилось с помощью метода контрольного объема второго порядка точности по пространству в стационарной (итерационной) постановке с использованием решателя simpleFoam из пакета OpenFOAM. В предварительных расчетах были выбраны оптимальные сетки, при которых решение перестает зависеть от количества ячеек.

### 3. ВЕРИФИКАЦИЯ

Тестирование программы численного расчета проводилось для турбулентного течения в плоском канале с периодическими поперечными ребрами нормально ориентированными к обтекаемой поверхности. На рисунке 2 представлены результаты моделирования турбулентного потока в сравнении с экспериментом и расчетами других авторов для случая постоянного теплового потока на стенке. Из рисунка видно, что лучшее согласование с экспериментом имеет модель  $v2f$ . Но она не отражает пиков, которые присутствуют в эксперименте при  $x/e = 7$ . Расчет, выполненный методом LES, дает несколько завышенные значения локального числа Нуссельта, но при этом он отражает наличие пиков. Так же стоит отметить, что наличие этих пиков не является надежным критерием, поскольку в различных экспериментах или расчетах они могут отсутствовать. Несмотря на то, что  $k$ - $\omega$  SST модель считается универсальной моделью для пристенного моделирования, для данной задачи она является наименее подходящей. Значения числа Нуссельта отличаются от эксперимента в большей части канала на 50%.

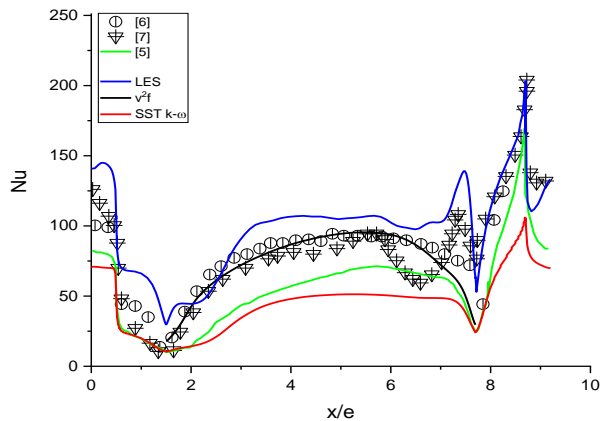


Рис. 2. Распределение локального числа Нуссельта при использовании разных подходов для моделирования

На рисунке 3 представлено распределение кинетической энергии турбулентности, рассчитанной по различным моделям. Видно, что в случае использования  $v2f$  модели величина кинетической энергии значительно больше, чем для  $k$ - $\omega$  SST модели, что согласуется и с данными по теплообмену.

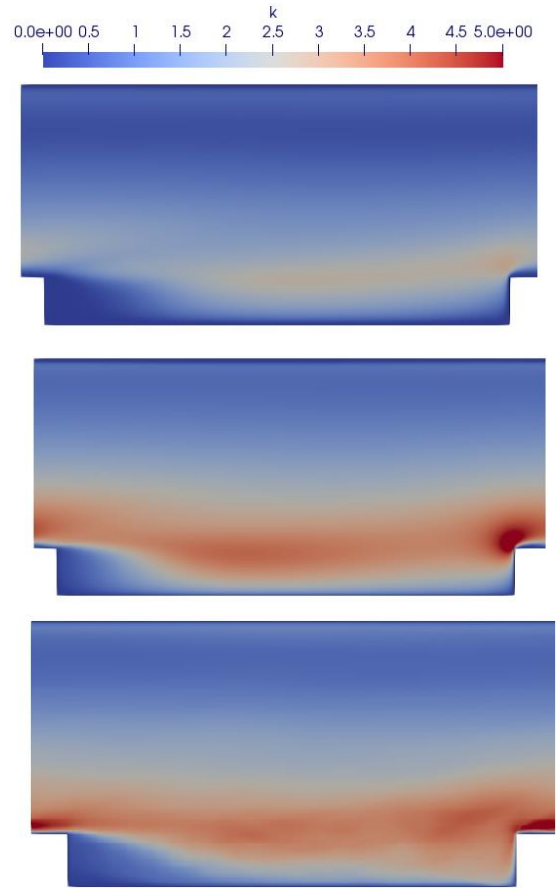


Рис. 3. Распределение кинетической энергии турбулентности для: 1 -  $k$ - $\omega$  SST; 2 -  $v2f$  модели; 3 - LES

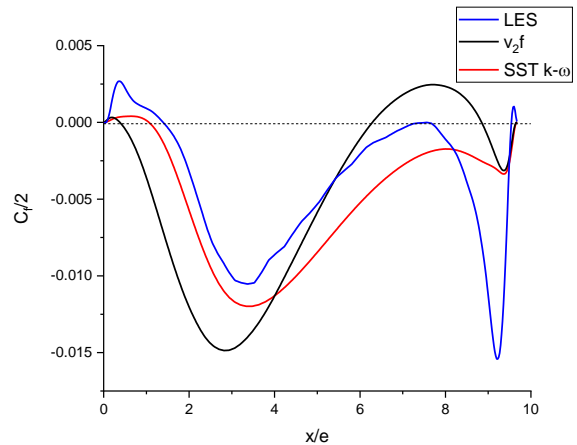


Рис. 4. Распределение коэффициента трения на нижней стенке канала для  $k$ - $\omega$  SST,  $v2f$ , LES

На рисунке 4 представлено распределение трения на поверхности при различных методах моделирования. Как правило, при использовании различных моделей турбулентности динамика течения слабо зависит от выбранной модели RANS. Но для данной задачи эти отличия существенны. Так, в случае LES моделирования максимальная скорость течения в рециркуляционной зоне больше, чем при использовании метода RANS. При использовании  $v2f$  модели образуется масштаб вторичного вихря,

непосредственно за ребром, больше чем в случае использования  $k$ - $\omega$  SST модели. Наибольшее отличие наблюдается в области, где поток набегает на ребро. По LES моделированию интенсивность вихревых потоков значительно больше, чем при использовании метода RANS

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим полученные данные о динамике и теплообмене турбулентного течения в плоском канале с периодическими поперечными ребрами. На рисунке 5 представлены линии тока течения для ребер с различным углом наклона ( $30^\circ$ - $150^\circ$ ). Во всех случаях высота ребра была одинаковой ( $h/H = 1/5$ ), расстояние между соседними ребрами равно  $w = 9.7h$ . Из рисунка видно, что наличие на обтекаемой поверхности ребра приводит к значительной перестройке течения. Так, для всех случаев характерно образование протяженной зоны рециркуляции за ребром. При этом протяженность данной зоны составляет почти все пространство между ребрами. Скорость возвратного течения в данной области достигает 15% от максимальной скорости.

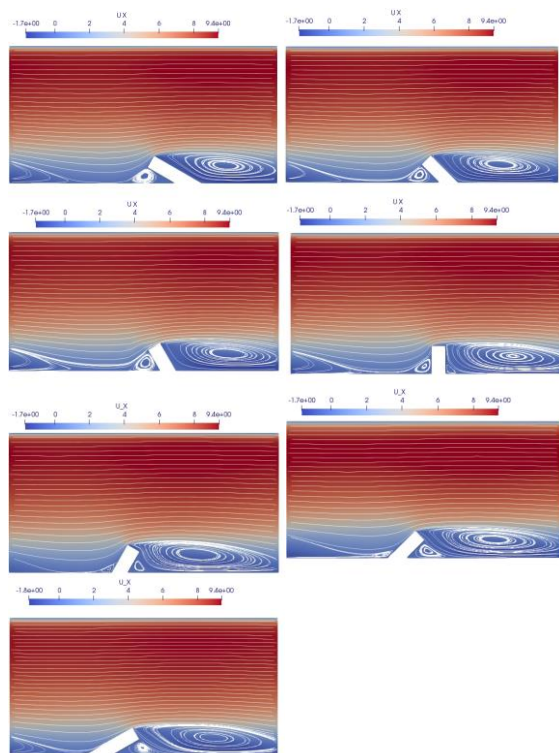


Рис. 5. Распределение  $x$ -компоненты скорости в канале для 1 -  $30^\circ$ , 2 -  $45^\circ$ , 3 -  $60^\circ$ , 4 -  $90^\circ$ , 5 -  $120^\circ$ , 6 -  $135^\circ$ , 7 -  $150^\circ$ . Направление потока слева направо.

На рисунке 6 представлено распределение кинетической энергии турбулентности. Видно, что наличие ребра приводит к тому, что появляются области с высокими значениями турбулентных пульсаций. Видно, что при угле наклона в  $60$  градусов происходит наибольшее возмущение потока. Причем во всех случаях область с наибольшим

возмущением находится на торце ребра, где имеет наибольший градиент скоростей. За ребром образуется зона рециркуляции, в которой кинетическая энергия практически такая же, как и в невозмущенном потоке для всех углов наклона.

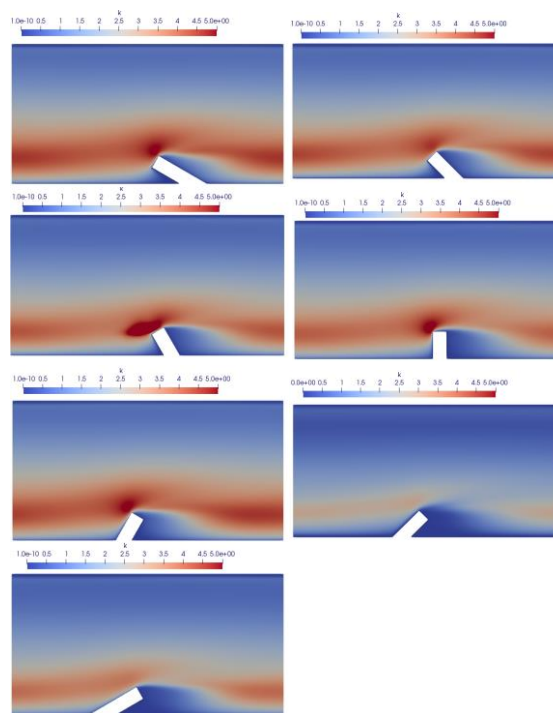


Рис. 6. Распределение кинетической энергии турбулентности в канале для а)  $30^\circ$ , б)  $45^\circ$ , в)  $60^\circ$ , д)  $90^\circ$ , е)  $120^\circ$ , з)  $150^\circ$ . Направление потока слева направо.

На рисунке 7 представлена зависимость локального числа Нуссельта на нижней стенке канала в межреберном промежутке. Локальное число Нуссельта определялось по разнице температур стенки и среднерасходного по сечению значения.

Из рисунка видно, что профили имеют схожую форму. Сразу же за передним по потоку ребром теп-

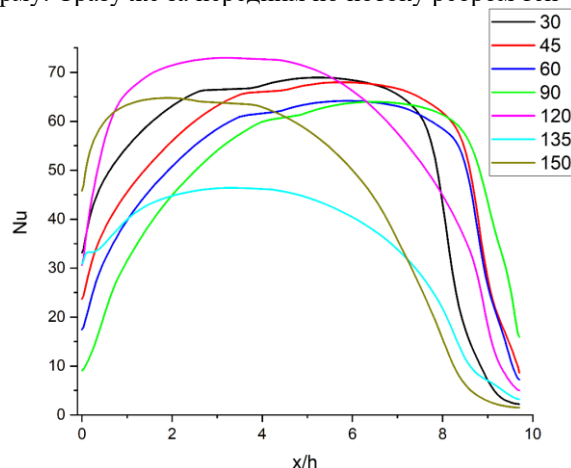


Рис. 7. Распределение локального числа Нуссельта на нижней стенке канала

лообмен возрастает, достигает максимума и далее, практически по всей протяженности ячейки наблюдается плато с практически постоянной теплоотда-

чей. Перед нижним по потоку ребром происходит торможение пристенной части потока, в результате чего интенсивность теплопереноса к стенке вновь понижается.

Уровень локального теплообмена, как это видно на рисунке 7, в значительной мере зависит от угла наклона ребра. Если ребро установлено по потоку ( $\theta > 90^\circ$ ), то в этом случае имеет место более быстрое нарастание числа Нуссельта за передним ребром. Обратная картина наблюдается в области перед вторым ребром.

Для непосредственной оценки эффективности теплообмена при вариации угла наклона ребер на рисунке 8 представлены значения максимального и среднего по всей поверхности межреберной ячейки числа Нуссельта в зависимости от угла наклона ребра. Из графика следует, что оптимальный угол с точки зрения эффективности теплообмена составляет  $120^\circ$ . Главным геометрическим параметром, определяющим интенсивность теплообмена является поперечный размер препятствия. Поэтому результаты представленные на рисунке 8, близки по своим значениям.

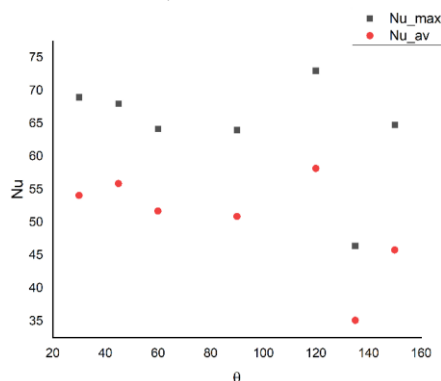


Рис. 8. Зависимость максимального и среднего числа Нуссельта от угла наклона ребра

На рисунке 9 показано зависимость потерь гидравлического напора на исследуемом участке от угла наклона ребра. Видно, что минимальное значение гидравлического напора достигается при больших углах наклона ( $135^\circ$ - $150^\circ$ ). При угле наклона  $120^\circ$  максимальный и средний коэффициент теплообме-

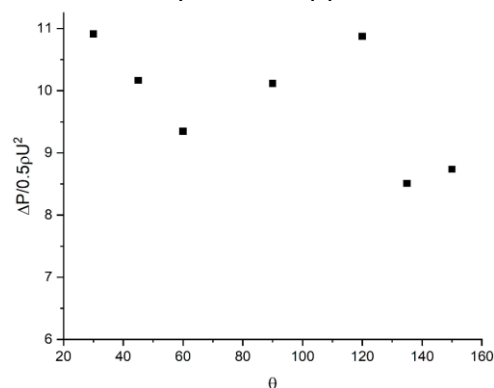


Рис. 9. Зависимость гидравлических потерь от угла наклона ребра

на достигает наибольшего значения, но при этом и гидравлическое сопротивление имеет максимальное значение по сравнению с остальными случаями. Поэтому на следующем этапе исследований следует детально изучить поведение параметра теплогидравлической эффективности в зависимости от угла наклона ребер.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование методом RANS и LES динамики турбулентного течения и теплопереноса в плоском канале при наличии периодических поперечно ориентированных ребер. Показано, что использование различных методов моделирования и моделей замыкания приводит к значительно отличающимся данным по теплообмену. Так, использование k-omega SST модели приводит к занижению значения числа Нуссельта. Наилучшего согласования с экспериментом удалось добиться, используя v2f модель

Установлено, что изменение угла наклона ведет к перестройке течения, образованию рециркуляционной зоны с появлением вторичных вихрей. Угол наклона также влияет на эффективность теплообмена. Показано, что оптимальный угол наклона ребра составляет  $120^\circ$  для данной геометрии.

Верификация расчетных данных выполнена в рамках Государственного задания ИТ СО РАН (121031800217-8). Расчеты по динамике и теплообмену наклонных ребер выполнены при финансовой поддержке гранта РФФИ № 21-19-00162

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bogatko T., Terekhov V., Dyachenko A. and Smulsky Y** Heat transfer behind the backward-facing step under the influence of longitudinal pressure gradient // MATEC Web of Conferences, 2017 92 01030
2. **Chovet C, Lippert M, Foucaut J-M, Keirsbulck L** Dynamical aspects of a backward-facing step flow at large Reynolds numbers // Exp Fluids, 2017 58:162
3. **Miau J J, Lee K C, Chen M H and Chou J H** Control of separated flow by a two-dimensional oscillating fence // AIAA J, 1991 29 1140
4. **Barsukov AV, Terekhov VV, Terekhov V I** Effect of passive perturbation on the flow structure and heat transfer in a separated area behind a back-facing step // High Temperature, 2021 59 P. 115-121
5. **Weihing P, Younis B A, Weigand B** Heat transfer enhancement in a ribbed channel: Development of turbulence closures // Int. J. Heat Mass Transfer, 2014 76 P. 509-522
6. **Liou T, Hwang J, Chen S** Effect of ridge shapes on turbulent heat transfer and friction in a rectangular channel // Int. J. Heat Mass Transfer, 1993 36 507-517
7. **Lockett J, Collins M** Holographic interferometry applied to rib-roughness heat transfer in turbulent flow // Int. J. Heat Mass Transfer, 1990 33 2439-2449
8. **Han J-C, Chen H-C** Turbine Blade Internal Cooling Passages with Rib Turbulators // J. Propulsion Power, 2006 22 (2) P. 226-248

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СВОЙСТВ РАСТВОРОВ ВОДА-ПАВ

В настоящее время миниатюрные теплоотводящие системы сталкиваются с проблемой рассеивания все более высоких тепловых потоков. Одним из эффективных охлаждающих устройств являются пульсационные тепловые трубы (ПТТ). Существенное увеличение теплового потока может привести к образованию сухих пятен, которые вызывают локальный перегрев и дальнейшую остановку всей теплоотводящей системы. Решение данной проблемы возможно за счет изменения параметров ПТТ, таких как: конфигурация системы, характерные размеры и свойства рабочей жидкости [1 – 3]. Поскольку теплофизические свойства рабочей жидкости оказывают значительное влияние на работу системы, то решить проблему образования сухих пятен возможно за счет изменения свойств рабочей жидкости. Поэтому одной из основных задач является исследование свойств растворов, которые могут использоваться в качестве рабочей жидкости.

Исследование влияния физических свойств жидкостей на эффективность теплообмена является одним из наиболее перспективных направлений. Последние исследования показывают, что для повышения эффективности тепловой трубы в качестве рабочей жидкости могут быть использованы водные растворы поверхностно активных веществ (ПАВ) [5].

Актуальность использования данных растворов обусловлена проявлением эффекта самосмачивающейся жидкости. Так как одной из основных проблем для ПТТ является образование локально перегретых и, соответственно, осушенных областей, которые возникают из-за эффекта Марангони и образования пузырей. В результате температурной зависимости поверхностного натяжения возникают термокапиллярные силы. Например, для воды зависимость поверхностного натяжения от температуры ( $\partial\sigma/\partial T < 0$ ) отрицательная и градиент поверхностного натяжения слабо зависит от температуры. Таким образом, происходит отток жидкости от более нагретых к менее нагретым областям. В то время как для водных растворов ПАВ характерно движение жидкости от менее нагретых к более нагретым участкам поверхности, то есть температурный коэффициент поверхностного натяжения положительный ( $\partial\sigma/\partial T > 0$ ).

В данной работе проведено исследование поверхностных свойств растворов неионного ТВИН-

80, катионного СТАВ и анионного SLS. Также определено время жизни раствора и влияние ПАВ на процесс испарения.

Данные по зависимости поверхностного натяжения от температуры были получены с помощью тензиометра Kruss K100. Измерения проведены методом пластины Вельгельми – тонкая платиновая пластина медленно опускается в жидкость, а затем поднимается обратно, при этом происходит измерения действующей на неё силы с помощью точных кварцевых весов.

Эксперименты по измерению скорости испарения и контактного угла проведены на Kruss DSA100. Для измерения указанных параметров использовался метод лежащей капли – каплю объемом 1 - 3 микролитра помещают на нагретую элементом Пельтье подложку. Затем теневым методом регистрируют изменение размеров капли. В качестве материала пластин использована медь и стекло с тефлоновым покрытием.

Первый этап исследования состоял из анализа предварительно изготовленных растворов. Образец ТВИН в силу своей молекулярной структуры имеет очень низкую растворимость, что ограничивает его использование и исключает из нашего исследования. В качестве образцов были выбраны SLS и СТАВ. На графике 1 представлена зависимость поверхностного натяжения от концентрации ПАВ в растворе при комнатной температуре равной 25 градусам Цельсия. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами других авторов.

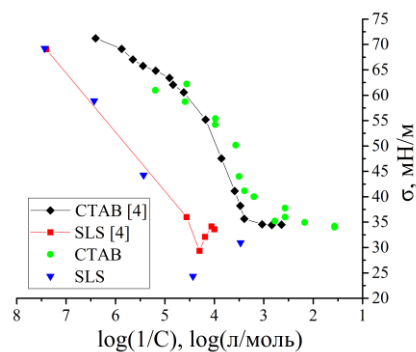


График 1. Зависимость поверхностного натяжения от обратной логарифмической концентрации ПАВ.

Проведены измерения растворов катионного СТАВ и анионного SLS. На графиках 2 и 3 представлены данные зависимости поверхностного натяжения от температуры для СТАВ и SLS. Продемонстрировано, что для СТАВ ( $\partial\sigma/\partial T$ ) < 0, а для SLS ( $\partial\sigma/\partial T$ ) > 0. Соответственно для SLS, зависимость поверхностного натяжения от температуры демонстрирует эффект самосмачивающейся жидкости. Преимуществом SLS является то, что при увеличении температуры и образовании перегретых областей на поверхности, раствор будет стремиться смочить более нагретые участки. Этот эффект может снижать вероятность образования сухих пятен и перегрев оборудования. Однако на примере образца 4 (График 3) мы можем заметить температурные ограничения, снижающие эффективность.

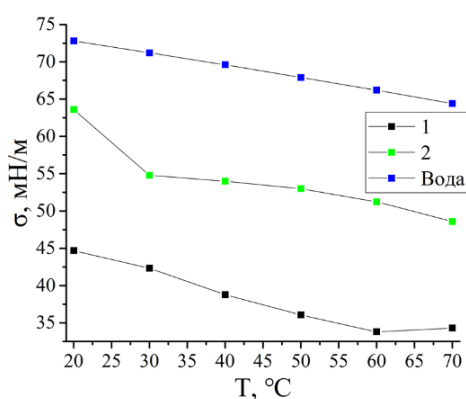


График 2.. Зависимость поверхностного натяжения от температуры для растворов вода – СТАВ с концентрацией: 1 – 3,567 log(л/моль), 2 – 4,886 log(л/моль).

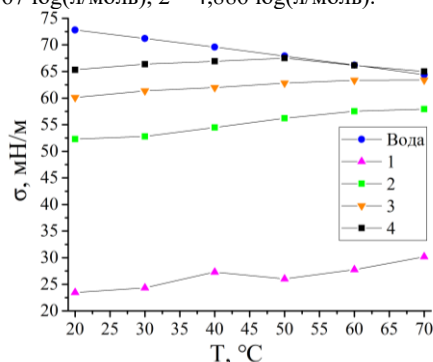


График 3. Зависимость поверхностного натяжения от температуры для растворов вода – SLS с концентрацией: 1 – 4,43 log(л/моль), 2 – 5,43 log(л/моль), 3 – 6,43 log(л/моль), 4 – 7,43 log(л/моль).

Также было исследовано влияние ПАВ на процессы испарения капель жидкости. На основе экспериментальных данных рассчитывалась зависимость удельной скорости испарения на единицу площади поверхности капли. Данные для растворов ПАВ сравнивались с данными для чистой воды Milli-Q. Вне зависимости от концентрации ПАВ в растворе все данные находятся в достаточно узком диапазоне. Следовательно, концентрация исследованных ПАВ существенно не влияет на процессы испарения, что является положительным

аспектом для продолжения исследований водных растворов ПАВ в качестве рабочей жидкости в ПТТ.

Сравнение влияния ПАВ на смачиваемость гидрофобных (стекло с покрытием спрей тефлон) и гидрофильных покрытий (медь) продемонстрировало для данных образцов ПАВ незначительную разницу в значениях контактных углов и удельной скорости испарения. Следовательно, можно прийти к выводу, что такая концентрация исследуемого ПАВ в водном растворе не оказывает существенного влияния на процесс испарения в независимости от типа подложки.

Дополнительно проводилось исследование сохранения свойств растворов при комнатной температуре в замкнутом объеме. Время хранения образцов в замкнутом сосуде при комнатной температуре (График 4) позволяет использовать их в промышленных областях.

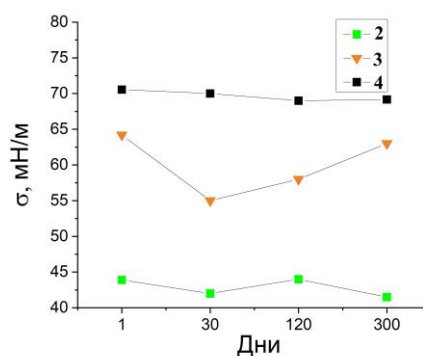


График 4. Зависимость поверхностного натяжения от времени для растворов SLS с концентрацией: 2 – 5,43 log(л/моль), 3 – 6,43 log(л/моль), 4 – 7,43 log(л/моль).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Velarde, M. G., & Zeytounian, R. K. (Eds.). (2002). Interfacial phenomena and the Marangoni effect (p. 283). Vienna/New York: Springer.
2. Fumoto, K., Kawaji, M., & Kawanami, T. (2010). Study on a pulsating heat pipe with self-rewetting fluid. Journal of electronic Packaging, 132(3).
3. Bao, K., Wang, X., Fang, Y., Ji, X., Han, X., & Chen, G. (2020). Effects of the surfactant solution on the performance of the pulsating heat pipe. Applied Thermal Engineering, 178, 115678.
4. Esteves, R., Dikici Ph D, B., Lehman, M., Mazumder, Q., & Onukwuba, N. (2016). Determination of aqueous surfactant solution surface tensions with a surface tensiometer. Beyond: Undergraduate Research Journal, 1(1), 4.
5. Плетнев М. Ю. (ред.) Поверхностно-активные вещества и композиции. Справочник. — М.: ИД «Косметика и медицина», 2002. — 752 с.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 20 – 79 - 10096



## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАЛЫХ ДОБАВОК ВЛАГИ НА ТЕПЛОТДАЧУ В ПЕРЕГРЕТЫХ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Работа технологических агрегатов нередко сопровождается нестационарными режимами локального тепловыделения, которые могут приводить к перегреву технологических жидкостей, их расслоению и вскипанию [1, 2]. Массовое применение углеводородных жидкостей в составе топлив и масел широкого назначения определяет актуальность исследований их теплофизических свойств в экстремальных состояниях и разработки соответствующих методов и приборов [3]. Вода - вещество с наибольшим количеством аномалий в ее свойствах [4]. Добавки воды могут оказывать как отрицательное, так и положительное влияние на ход технологических процессов, что обуславливает необходимость их контроля [5]. Незначительные добавки воды (<0,005%) в углеводородах и маслах сильно влияют на температуру вскипания основного вещества, уменьшая ее на несколько десятков градусов [6].

Известны различные методики и устройства исследования углеводородов на предмет наличия в них воды и ее количества. Среди методов физического контроля метод импульсного нагрева проволоочного зонда выделяется высокой чувствительностью, простотой реализации, пригодностью для организации мониторинга влагосодержания углеводородных жидкостей в лабораторных и производственных условиях [7]. В качестве зонда чаще всего используется платиновая проволока, которая нагревается импульсом или импульсами тока до определенной температуры. Температурная релаксация является характеристикой процесса.

### 2. МЕТОД КОМПЕНСАЦИОННОГО ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА

Метод компенсационного импульсного нагрева зонда применяется для определения теплоотдачи зонда в образцах с примесями в близких температурно-временных условиях нагрева [8, 9]. Основан на методе двухимпульсного нагрева зонда [6], где первый мощный импульс за короткое время (~150 мкс) нагревает зонд до определенной температуры опыта  $T_1$ ; второй импульс повторно нагревает зонд до температуры  $T_1$  за время 10-20мс (рис.1а). Разное количество влаги в образцах проявляется различии релаксационных кривых на втором импульсе нагрева. «Сухой» образец нагревается до температуры  $T_1$  за интервал времени  $(t_0-t_c)$ , «обводненный» – за время  $(t_0-t_B)$ . При этом можно подобрать такой ток  $I_{2B}$ , при котором  $(t_0-t_c) \approx (t_0-t_B)$ . При условии компенсации линейно-термозависимого изменения

теплоотдачи зонда соответствующим изменением мощности нагрева на линейно-термозависимом сопротивлении зонда термограммы для обоих образцов станут практически одинаковыми. Близость термограмм позволяет сравнивать интенсивность теплоотдачи с поверхности зонда к образцам с малыми добавками примеси в близких температурно-временных условиях нагрева.

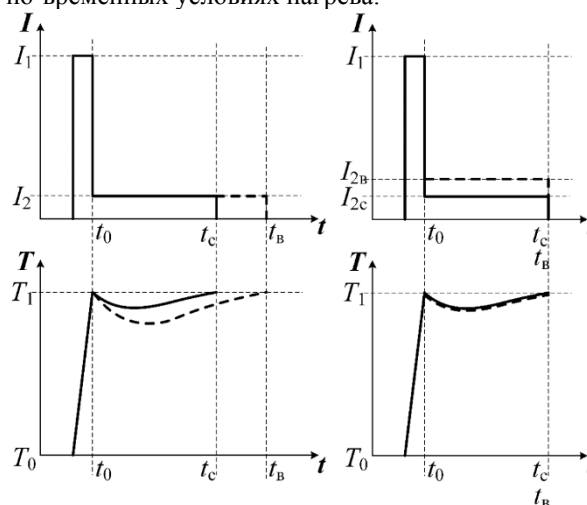


Рис.1. Методика обычного (а) и компенсационного (б) нагрева зонда.

Для оценки теплоотдачи тонкого проволоочного зонда пренебрегаем концевыми теплотерями и считаем, что мощность его нагрева в основном расходуется на нагрев среды  $W_{cp}(t)$  и нагрев материала зонда. Эффект изменения «мгновенной» теплоотдачи зонда для двух образцов с разным влагосодержанием будем оценивать по отношению коэффициентов теплоотдачи зонда в этих образцах. Поскольку оба образца находились в близких температурно-временных условиях нагрева, то величины температурного напора  $\Delta T_B(t) \approx \Delta T_C(t)$  и площадь зонда  $S_B = S_C$ . Отсюда следует, что отношение «мгновенных» коэффициентов теплоотдачи зонда в «обводненном»  $K_B(t)$  и «осушенном»  $K_C(t)$  образцах будет близко к отношению соответствующих значений мощностей  $W_{cp}(t)$ , передаваемых с поверхности зонда в среду в близких температурно-временных условиях нагрева:

$$\frac{K_B(t)}{K_C(t)} = \frac{W_{cpB}(t)}{W_{cpC}(t)}$$

Для применения метода относительной оценки теплоотдачи с поверхности проволоочного зонда в заданных температурно-временных условиях к образцам жидких углеводородов разработана новая

экспериментальная установка. Установка включает измерительную ячейку и устройство программирования и контроля нагрева зонда. Для создания давления на исследуемую жидкость до 6 МПа используется поршневой пресс с винтовым приводом.

### 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ

Были произведены несколько серий опытов с последовательным приращением средней температуры зонда на каждой жидкости с различным влагосодержанием на одном зонде с контролируемой начальной температурой при различном давлении.

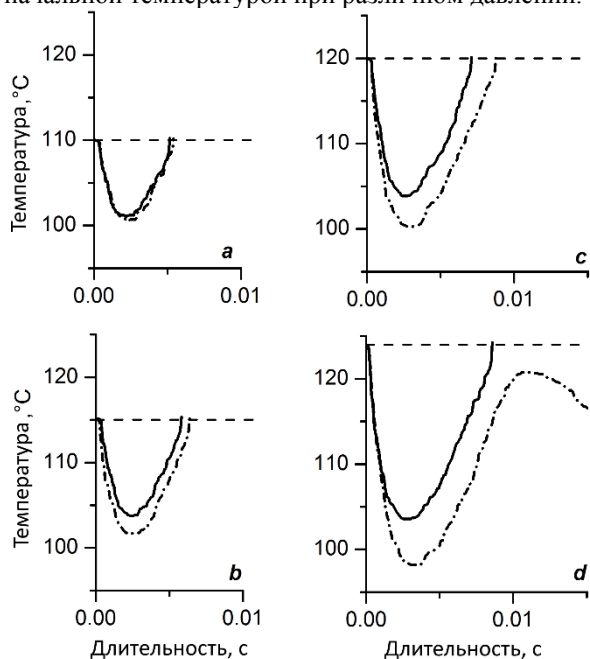


Рис. 2. Термограммы нагрева зонда в образцах осушенного (сплошная линия) и обводненного *n*-гексана (штрихпунктирная линия). Значение температуры  $T_1$  показаны горизонтальной штриховой линией.

Одна задача исследования заключалась в определении влияния примеси на значение температуры спонтанного вскипания основного вещества в условиях двухимпульсного нагрева. Другая задача заключалась в оценке характерных черт теплообмена перед вскипанием жидкости с примесью. В качестве примеси использовалась вода. Исследовались образцы предельных углеводородов с известными теплофизическими характеристиками. *n*-гексан с температурой кипения при нормальных условиях  $69^\circ\text{C}$ , которая ниже температуры кипения примеси. *n*-декан с температурой кипения при нормальных условиях  $174^\circ\text{C}$ , которая выше температуры кипения примеси. *n*-гексадекан с температурой кипения при нормальных условиях  $287^\circ\text{C}$ , которая значительно выше температуры кипения примеси.

Каждый углеводород имел два образца: осушенный (влажносодержание 4-6 ppm) и обводненный (влажносодержание 30-35 ppm). На рисунке 2 показаны графики нагрева зонда в образцах *n*-гексана

на втором импульсе нагрева с начальной и конечной температурой зонда  $T_1$  равной  $110-125^\circ\text{C}$ . При значениях температуры  $T_1$  более  $115^\circ\text{C}$  наблюдается снижение температуры зонда в обводненном образце *n*-гексана на участке второго импульса, связанное с увеличением теплоотдачи с поверхности зонда.

Также были проведены исследования на гексен-1, который относится к классу непредельных углеводородов (алкенов). Температура кипения гексена-1 при нормальных условиях  $65^\circ\text{C}$ .

Исследование углеводородов проводилось с постепенным повышением температуры нагрева с шагом примерно на  $1^\circ\text{C}$

При температуре  $T_1=125^\circ\text{C}$  наблюдается вскипание обводненного образца *n*-гексана. Перед вскипанием наблюдается более явное уменьшение значений температуры зонда при тех же значениях тока нагрева, что может быть объяснено усилением теплообмена в системе зонд – обводненный образец гексана в данных условиях.

Подобное поведение характерно и для *n*-декана, *n*-гексадекана и гексена-1. При температурах нагрева зонда вблизи температуры вскипания для обводненных образцов начинают проявляться аномалии теплоотдачи с поверхности зонда на втором импульсе нагрева.

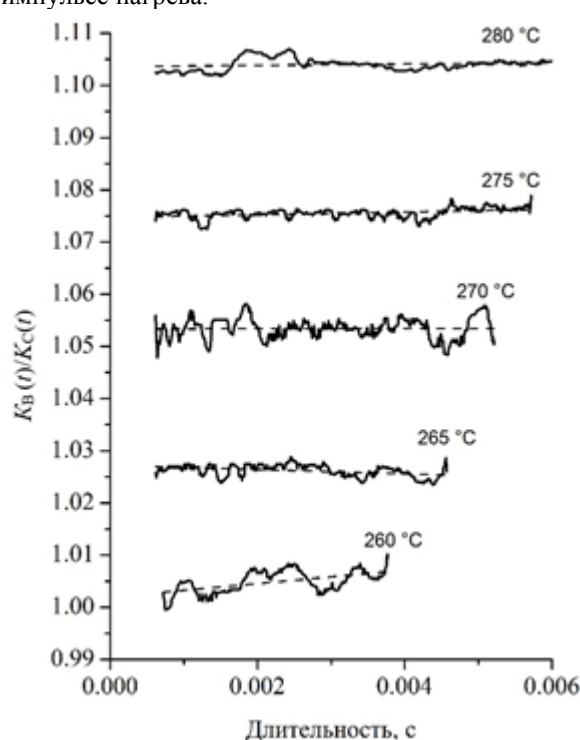


Рис. 3. Отношение коэффициентов «мгновенной» теплоотдачи зонда к обводненному и сухому образцам гексадекана устойчиво во времени при разных температурах нагрева зонда.

Отношение «мгновенных» коэффициентов теплоотдачи зонда к обводненному и сухому образцам после процедуры компенсации в пределах неопределенностей эксперимента проявляет постоянство во времени (рис. 3). Таким образом, эксперимен-

тально выявлена относительная характеристика нестационарного процесса теплообмена на втором импульсе нагрева зонда, практически не зависящая от времени.

Для двухкомпонентных систем был получен ярко выраженный пороговый эффект интенсификации теплообмена перед вскипанием образца. Повышение коэффициента теплопереноса составило 15% (рис. 3.).

В данной работе изучены те же системы, но при значениях давления как ниже, так и выше атмосферного значения (а также выше критического давления основного вещества). Выбор давления, как дополнительного параметра исследования, обусловлен тем обстоятельством, что именно этот параметр оказывает сильное влияние на условия спонтанного вскипания [10].

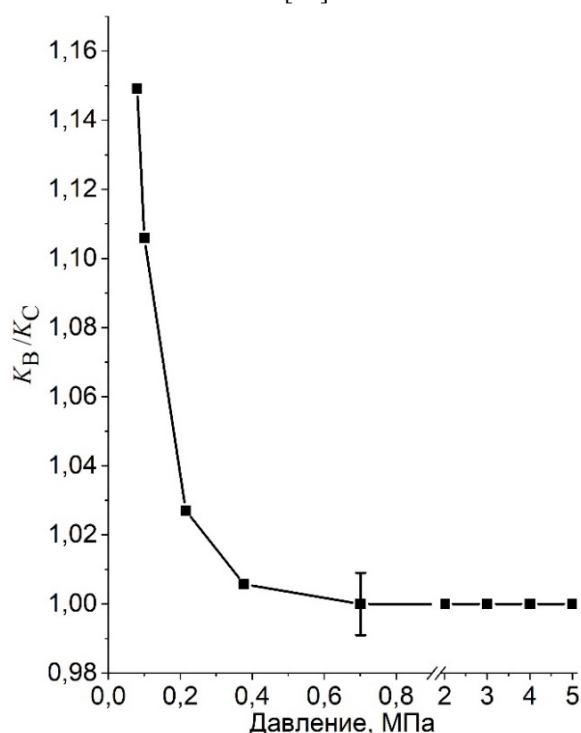


Рисунок 11. Влияние давления и разрежения вблизи атмосферного значения на среднего относительного коэффициента теплоотдачи  $K_B/K_C$  зонда для образцов гексадекана вблизи температуры вскипания обводненного образца.

Полученные результаты (рис. 4) показывают эффект подавления наблюдавшегося при нормальных условиях явления интенсификации теплообмена перед вскипанием.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаружено два результата, которые трудно было предсказать заранее. Во-первых, это взаимосвязь порога проявления эффекта именно с температурой достижимого перегрева углеводорода, вне зависимости от температуры фазового перехода в воде. Во-вторых, это чрезвычайно сильная зависимость проявления эффекта от приведенного давления.

Работа поддержана Российским научным фондом, проект № 19-19-00115.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ермаков Г.В.** Термодинамические свойства и кинетика вскипания перегретых. Екатеринбург: УрО РАН, 2002. 272 с.
2. **Буланов Н.В.** Взрывное вскипание диспергированных жидкостей. Екатеринбург: Изд-во УрГУПС. 2011. 232 с.
3. **Яновский Л.С.** Энергоёмкие горючие для авиационных и ракетных двигателей. М.: Физматлит, 2009. 400 с.
4. **Gallo P., Amann-Winkel K., Angell K., Anisimov M., etc.** Water: A Tale of Two Liquids. Chemical Reviews. 2016. №116. 7463-7500.
5. **Скрипов П.В., Демин В.А., Шангин В.В.** Обнаружение летучих примесей в маслосистеме турбоагрегата методом импульсного теплового Теплоэнергетика. 2016. Т.6. – № 7. – С. 68-73
6. **Lukianov K.V., Kotov A.N., Starostin A.A., Skripov P.V.** The effect of water traces on heat transfer in liquid hydrocarbons underpulse heating mode. J. Phys.: Conf. Ser. 2019.1385. P. 012057
7. **Лукьянов К.В., Котов А.Н., Старостин А.А.** Импульсно-тепловой контроль летучих примесей в диэлектрических технологических жидкостях. Датчики и системы. 2014. №10. С. 46-49
8. **Lukynov K. V. Starostin A.A., Skripov P.V.** Heat transfer under high-power heating of liquids. 4. The effect of water admixtures on the heat transfer in superheated hydrocarbons. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2017. 106. P. 657–665
9. **Lukianov K.V. Kotov A.N., Starostin A.A., Skripov P.V.** Heat transfer enhancement in superheated hydrocarbons with traces of water: the effect of pressure. Interfacial Phenomena and Heat Transfer. – 2019. – 7(3). – P. 283–294
10. **Skripov V.P.** Metastable Liquids. Halsted Press: New York, -1974. - 272 p.

*Д.А. Бирюков, А.В. Швыдкая*

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,  
111250, Москва, Красноказарменная, 14

## **ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ИСТОЧНИКОМ УЛЬТРАЗВУКА ДЛЯ ПАСТЕРИЗАЦИИ МОЛОКА**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

В процессе пастеризации молока и молочных продуктов на стенках теплообменных аппаратов образуется термический осадок – нагар.

Образование такого осадка увеличивает гидравлическое сопротивление системы и термическое сопротивление теплообменной поверхности. Последнее, либо увеличивает затраты энергии на нагрев, либо снижают качество продукта.

Воздействие ультразвуковых колебаний на пристеночный слой жидкости может не только снизить скорость отложения термического осадка на стенки теплообменного аппарата, но и интенсифицировать теплообмен [1]. Важно изучить возможность использования ультразвуковых волн для улучшения характеристики теплообменников.

### **2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ**

Экспериментальная установка состоит из металлической пластины (140\*140\*2 мм, материал – СТ40), пьезоэлектрического источника ультразвука (22 кГц, 100 Вт), индукционного нагревателя и измерительного оборудования (рис. 1). В центре металлической предусмотрен элемент крепления, к которому прикручивается источник ультразвука – напрямую или через проставку.

Рассматривалось три конфигурации эксперимента: без источника ультразвука; с источником ультразвука; с источником ультразвука, закрепленным через проставку.

Установка работает в полуавтоматическом режиме: нагреватель работает в течение 10 минут после нагрева пластины до 100 градусов.

### **3. РЕЗУЛЬТАТЫ**

Перед экспериментом происходило взвешивание чистой пластины, а после взвешивалась уже пластина с осадком.

Результаты оказались следующими: для пластины без УЗ-воздействия – 9,26 г; для пластины с УЗ-источником – 0,17 г; для пластины с УЗ-источником, закрепленным через проставку – 2,18 гр.

Из результатов эксперимента видно, что влияние УЗ колебаний значительно снижает образование термического осадка на теплообменной поверхности.

### **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. **Шентун В.М.** Влияние акустических колебаний на процесс теплообмена в аппаратах, работающих в условиях солеотложения. – 1984.

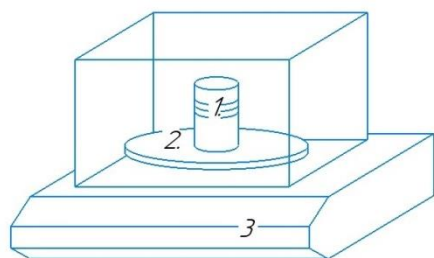


Рис. 1. Принципиальная схема установки.

## РАЗРАБОТКА И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КАНАЛОВ ПЛАСТИНЧАТО-ТРУБЧАТЫХ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ С ЛУНОЧНОЙ ИНТЕНСИФИКАЦИЕЙ ТЕПЛООБМЕНА

### АННОТАЦИЯ

Пластинчатое оребрение получило широкое распространение в трубчатых газожидкостных теплообменных аппаратах, однако низкий уровень интенсивности теплоотдачи со стороны газовых потоков приводит к необходимости разработки новых конструктивных решений для сокращения требуемой площади теплообмена. В работе рассмотрен вопрос интенсификации теплообмена в таких теплообменниках с помощью луночных впадин на пластинах, установленных соосно с трубками. Результаты численного моделирования методом конечных элементов показали, что в диапазоне чисел Рейнольдса от 10000 до 50000 луночная интенсификация приводит к увеличению осредненного числа Нуссельта в канале с коридорным расположением труб на 4.9-11%, а с шахматным – на 8.6-11.2%. Проведен анализ изменения локальных теплогидравлических характеристик в каналах. Получены корреляционные зависимости числа Нуссельта и коэффициента линейных гидравлических потерь для рассматриваемых каналов.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое распространение получили газожидкостные теплообменные аппараты, в которых применяется пластинчатое оребрение труб для повышения площади теплоотдачи от газовых потоков [1, 2]. Особо перспективно их применение в системах охлаждения сверхкритического углекислого газа в углекислотных энергетических циклах, где  $\text{CO}_2$  охлаждается водой, протекающей в трубных пучках.

Применение пластинчатого оребрения в таких аппаратах обусловлено низким уровнем теплоотдачи от газовых потоков, что приводит к необходимости увеличения площади теплообменных поверхностей. Это напрямую сказывается на массе, габаритах и конечной стоимости теплообменного оборудования, в связи с чем вопрос интенсификации теплообмена в межпластинном пространстве пластинчато-трубчатых теплообменных аппаратов требует особого внимания.

Известны различные способы интенсификации теплообмена в таких аппаратах [3-5], основные, в основном, на изменении формы оребряющих пластин для турбулизации потока и разрушения пристеночного пограничного слоя.

Одним из наиболее изученных является способ интенсификации теплообмена за счёт использования луночных впадин [6-9]: за счёт завихрения

потока в лунках срывается пристеночный пограничный слой и сокращается термическое сопротивление теплоотдаче. Этот метод получил применение в системах охлаждения лопаток газовых турбин [10], в том числе в виде комбинации со штырьковыми интенсификаторами [11], где соосно с лунками установлены цилиндрические штырьки. В таких интенсификаторах вихри высокой интенсивности образуются в лунках перед штырьками, что повышает теплосъём как с поверхности лунок, так и с лицевой части штырьков.

Подобный метод интенсификации реализован в пластинчато-трубчатых теплообменных аппаратах с луночной интенсификацией теплообмена [5], в которых лунки установлены соосно с трубами (рис. 1). Однако вопрос расположения и выбора геометрических параметров луночных интенсификаторов и в таких аппаратах остаётся малоизученным. Отсутствуют корреляционные зависимости для тепловых и гидравлических характеристик, необходимые для решения инженерных задач при проектировании таких теплообменников.

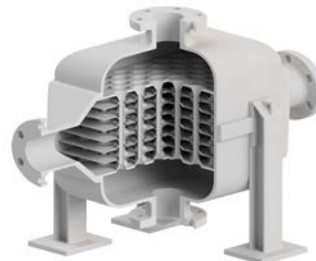


Рис. 1. Пластинчато-трубчатый теплообменник с луночной интенсификацией теплообмена.

В настоящей работе приведены результаты численных исследований процессов гидродинамики и теплообмена в каналах пластинчато-трубчатых теплообменных аппаратов с луночной интенсификацией теплообмена.

### 2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования процессов гидродинамики и теплообмена проводились методом конечных элементов с помощью программного пакета Ansys CFX. Для замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса использовалась SST модель турбулентности.

В качестве объекта моделирования взят симметричный сегмент канала теплообменного аппарата (рис. 2) с шахматной и коридорной расстановкой труб. Канал состоит из труб с внешним диаметром  $D_{\text{тр}} = 10$  мм и толщиной стенки  $\delta_{\text{тр}} = 1.5$  мм, установленных с шагом  $S_1 = 3 D_{\text{тр}}$ ,  $S_2 = 1.5 D_{\text{тр}}$  при

шахматном расположении (при коридорном сохраняется та же плотность расстановки труб). Трубы оребрены пластинами толщиной  $\delta_{пл} = 0.5$  мм, межпластинное расстояние  $H = 2 D_{тр}$ . Соосно с трубками на пластинах выдавлены сферические лунки с диаметром  $D_{лун} = 2 D_{тр}$  и глубиной  $H_{лун} = 0.3 D_{тр}$ .

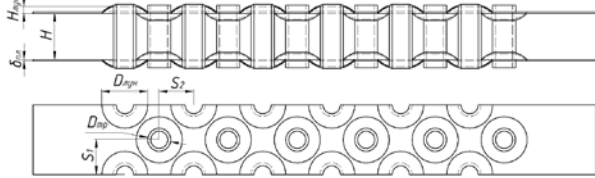


Рис. 2. Модель исследуемых каналов.

Расчётная сетка – неструктурированная тетраэдрическая (рис. 3), состоит из области потока и области металла. Со стороны потока имеются призматические слои,  $y^+ = 1.5$ . Объём расчётных сеток составляет 9.4 – 10.2 млн ячеек.

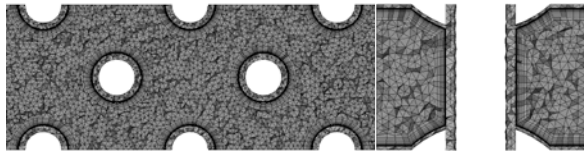


Рис. 3. Расчётная сетка симметричного сегмента канала с лунками.

Рабочим телом является сверхкритический углекислый газ с начальной температурой  $T_0 = 68^\circ\text{C}$  и давлением  $P_0 = 10$  МПа. Он протекает в межтрубном пространстве и охлаждается трубами, температура внутренних стен которых равна  $T_w = 15^\circ\text{C}$ . Исследования проводились для турбулентного режима течения  $\text{CO}_2$ , число Рейнольдса варьировалось в диапазоне от 10000 до 50000.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рисунке 4 приведены результаты численного исследования процессов теплообмена и гидродинамики в каналах пластинчато-трубчатых теплообменников с луночной интенсификацией. В диапазоне чисел Рейнольдса в канале  $\text{Re}_D = 10000 \div 50000$  осредненное число Нуссельта для коридорного расположения труб возрастает на 4.9 – 11%, а для шахматного 8.6 – 11.2%, по сравнению с каналами без лунок. Прирост интенсивности теплоотдачи сопровождается так же и ростом гидравлического сопротивления канала: коэффициент линейных потерь возрастает для коридорного расположения труб на 15 – 35%, а для шахматного – на 27 – 31%.

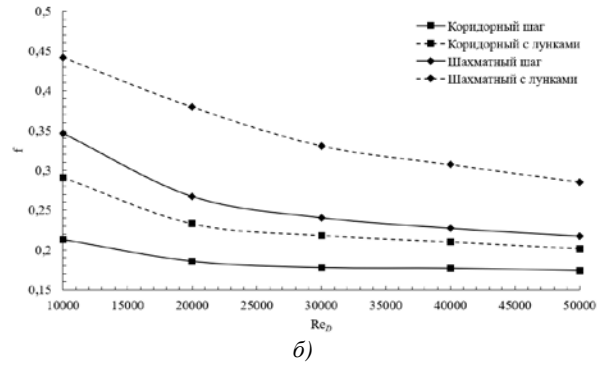
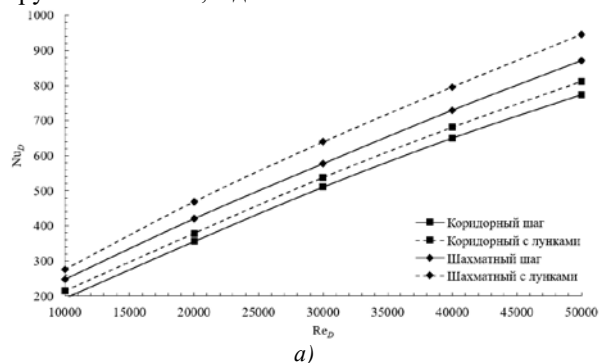


Рис. 4. Графики зависимости: а – осредненного числа Нуссельта; б – коэффициента линейных потерь от числа Рейнольдса в канале.

Для объяснения механизма интенсификации теплообмена необходим анализ изменения локальных характеристик в исследуемых каналах. На рисунке 5 приведены графики распределения локального числа Нуссельта по длине для каналов с лунками и без лунок. Наблюдается значительное возрастание теплоотдачи в области луночных впадин перед трубами и увеличение пикового значения теплоотдачи от самих труб. При этом в случае шахматного расположения прирост пиковых значений более существенен.

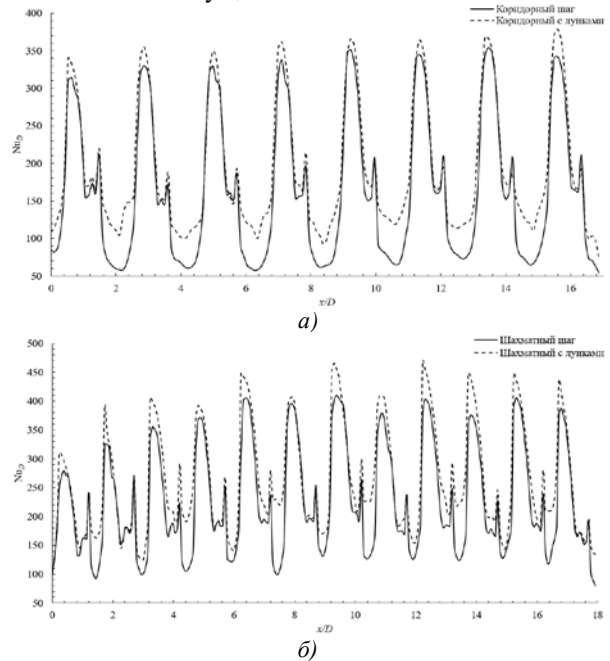


Рис. 5. Распределение локального числа Нуссельта по длине каналов с лунками и без лунок для: а – коридорного расположения труб; б – шахматного расположения при  $\text{Re}_D = 10000$ .

Основной причиной роста интенсивности теплообмена при добавлении луночных впадин является образование вихревых течений внутри полости лунок перед трубами, которые воздействуют на пограничный пристеночный слой (рисунок б).

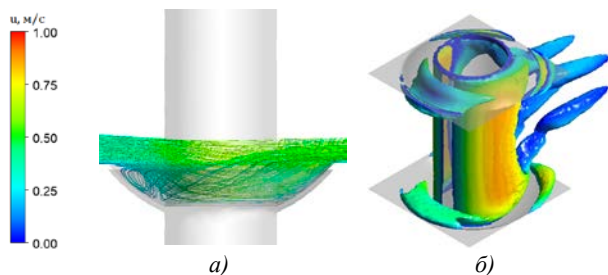


Рис. 6. Визуализация турбулентных течений в районе трубы с лункой ( $Re_D = 10000$ ): а – линии тока; б – изоповерхности по Q-критерию.

Для решения инженерных задач при проектировании теплообменного оборудования с рассматриваемыми каналами могут быть востребованы корреляционные зависимости числа Нуссельта и коэффициента линейных гидравлических потерь. Полученные методом наименьших квадратов корреляции имеют вид:

$$Nu_D = 0.025 Re_D^{0.945} Pr^{0.498} \quad (1)$$

$$f = 2.202 Re_D^{-0.223} \quad (2)$$

- для коридорного расположения труб;

$$Nu_D = 0.059 Re_D^{0.884} Pr^{0.426} \quad (3)$$

$$f = 5.521 Re_D^{-0.273} \quad (4)$$

- для шахматного расположения труб.

Относительная погрешность аппроксимации не превышает 10%,  $R^2$  не менее 0.94.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение луночных углублений в пластинах пластинчато-трубчатых теплообменных аппаратов приводит к повышению интенсивности теплоотдачи за счёт образования вихрей высокой интенсивности в областях перед трубами.

В каналах с коридорным расположением труб установка лунок приводит к росту осредненного числа Нуссельта до 11% в диапазоне чисел Рейнольдса 10000-50000, а с шахматным расположением – до 11.2%. Рост теплоотдачи сопровождается увеличением потерь давления: прирост значения коэффициента линейных гидравлических потерь при коридорном расположении труб может достигать 35%, а при шахматном – 31%.

Для исследуемых каналов получены корреляционные зависимости числа Нуссельта и коэффициента линейных гидравлических потерь. Данные зависимости могут быть востребованы при проектировании пластинчато-трубчатых теплообменных аппаратов с луночной интенсификацией теплообмена.

*Исследование выполнено в НИУ «МЭИ» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2020-0020.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hesselgreaves J. E.**, Law R., Reay D. Compact heat exchangers: selection, design and operation. – Butterworth-Heinemann, 2016.
2. **Gray D. L.**, Webb R. L. Heat transfer and friction correlations for plate finned-tube heat exchangers having plain fins //International Heat Transfer Conference Digital Library. – Begel House Inc., 1986.
3. **Jang J. Y.**, Hsu L. F., Leu J. S. Optimization of the span angle and location of vortex generators in a plate-fin and tube heat exchanger //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2013. – Т. 67. – С. 432-444.
4. **Патент № 2355969** Российская Федерация, МПК F28D 9/00 (2006.01). Теплообменник : № 2006128069/06: заявл. 01.08.2006 : опубл. 20.05.2008/Высоцкий Л. И., Высоцкий И. С. ; заявитель СГТУ. – 9 с. : ил. – Текст : непосредственный.
5. **Патент № 2758119** Российская Федерация, МПК F28D 1/02 (2006.01), F28D 9/00 (2006.01). Пластинчато-трубчатый теплообменник : № 2021105758 : заявл. 05.03.2021 : опубл. 26.10.2021/ Шевченко И.В., Киндра В.О., Осипов С. К., Верера А. Н., Наумов В.Ю. ; заявитель ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ». – 10 с. : ил. – Текст : непосредственный.
6. **Исаев С. А.**, Леонтьев А. И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена при турбулентном обтекании сферической лунки на стенке узкого канала //Теплофизика высоких температур. – 2003. – Т. 41. – №. 5. – С. 755-770.
7. **Исаев С. А.**, Леонтьев А. И., Щелчков А. В. Вихревая интенсификация теплообмена одиночными лунками //ТЕПЛОМАССООБМЕН И ГИДРОДИНАМИКА В ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКАХ. – 2015. – С. 43-44.
8. **Terekhov V. I.**, Kalinina S. V., Mshvidobadze Y. M. Heat transfer coefficient and aerodynamic resistance on a surface with a single dimple //Journal of Enhanced Heat Transfer. – 1997. – Т. 4. – №. 2.
9. **Moon H. K.**, O'connell T., Glezer B. Channel height effect on heat transfer and friction in a dimpled passage //J. Eng. Gas Turbines Power. – 2000. – Т. 122. – №. 2. – С. 307-313.
10. **Han J. C.** Fundamental gas turbine heat transfer //Journal of thermal science and engineering applications. – 2013. – Т. 5. – №. 2.
11. **Киндра, В. О.**, Осипов, С. К., Егоров, А. А., Рогалев, А. Н., & Шевченко, И. В. (2017). Исследование и разработка штырьково-луночного интенсификатора теплоотдачи для высокоэффективных теплообменных устройств. Новое в российской электроэнергетике, (9), 76-89.

## ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЙ РАЗРЫВ ТОНКОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ НА ПОДЛОЖКАХ РАЗЛИЧНОЙ СМАЧИВАЕМОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Значительное количество теплофизических процессов тесно связано с физикой контактной линии, образующейся на границе раздела газ-жидкость-твердое тело. За счет сверхинтенсивного испарения значения локальных тепловых потоков в области контактной линии могут существенно превышать значения средних тепловых потоков [1], тем самым внося значительный вклад в суммарный теплообмен. Таким образом, понимание физических механизмов, описывающих процессы в области линии контакта, открывает возможность существенной интенсификации теплообмена в процессах, связанных с тонкими слоями жидкости, кипением и испарением.

В данной работе исследовалась динамика контактной линии при распространении сухого пятна на подложках различной смачиваемости.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Экспериментальная установка представляет собой открытую в атмосферу цилиндрическую ячейку, на которой закреплена кремниевая подложка толщиной 0,5 мм и диаметром 25 мм (рис. 1). Ячейка заполнена рабочей жидкостью (вода Milli-Q). Для поддержания постоянной температуры жидкости вокруг подложки в кювету погружается медная трубка, через которую прокачивается вода заданной температуры. Через отверстие в кювете нижняя сторона подложки нагревается непрерывным лазерным лучом с диаметром луча около 3,5 мм и мощностью 6 Вт. Нагрев продолжается до разрыва пленки. Для компенсации потерь рабочей жидкости, вызванных испарением, кювета соединяется с резервуаром по принципу сообщающихся сосудов. Толщина слоя жидкости измерялась в центре кюветы конфокальным датчиком. Температура поверхности жидкости измерялась ИК-сканером. Процесс образования сухого пятна регистрировался высокоскоростной камерой Photron Fastcam с разрешением  $1024 \times 1024$  пикселей и полем зрения  $25 \times 25$  мм. Для визуализации деформации и разрыва горизонтального слоя жидкости применялась оптическая шпирен система. Данный метод позволяет получать изображения, интенсивность засветки которых зависит от угла наклона поверхности.

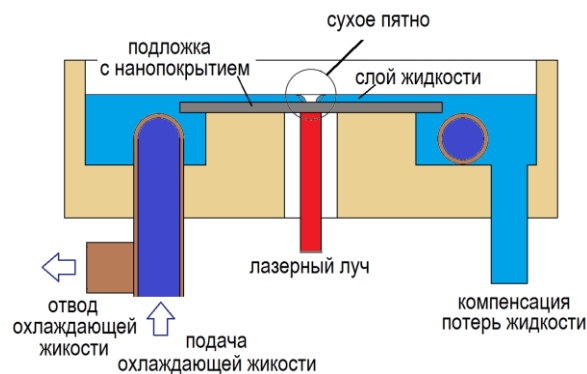


Рис. 1. Схема рабочего участка для исследования динамики линии контакта.

Для изменения смачиваемости подложка покрывалась нанопокрывтием из фторполимера. Исследования смачиваемости подложек были выполнены с использованием системы DSA100 KRUSS.

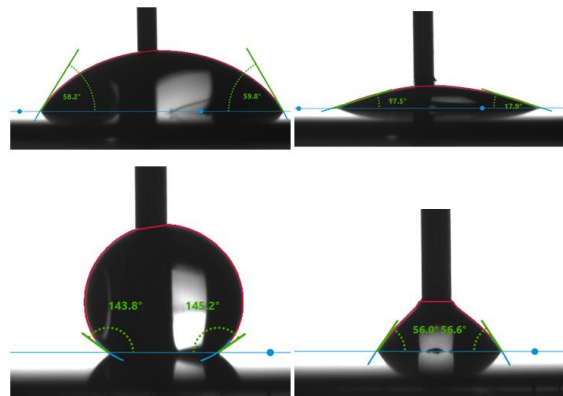


Рис. 2. Натекající контактный угол смачивания (слева), оттекающий контактный угол смачивания (справа). Сверху — кремниевая подложка без покрытия, снизу — кремниевая подложка с тефлоновым покрытием.

Процедура измерения краевого угла смачивания была следующей. Подложка устанавливалась на системе позиционирования, затем с помощью высокоточной системы дозирования жидкость подавалась на подложку через иглу диаметром 0,52 мм для реализации натекающего угла смачивания, после этого жидкость отбиралась через иглу для реализации оттекающего угла смачивания. Измерения краевого угла смачивания проводились с помощью программы DSA100, которая автоматически обрабатывала теневые изображения капли.



### 3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 представлены изображения, демонстрирующие распространение сухого пятна в процессе термокапиллярного разрыва горизонтального слоя воды, расположенного на кремниевой подложке, покрытой фторполимером. Сухое пятно зарождается в так называемой остаточной пленке (светлая область слоя жидкости в центре изображения) [2]. Далее оно быстро распространяется почти по всей поверхности кремниевой пластины. Средняя скорость линии контакта определялась с помощью автоматической обработки изображений как разность радиусов сухого пятна во времени.

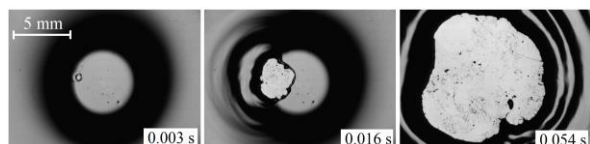
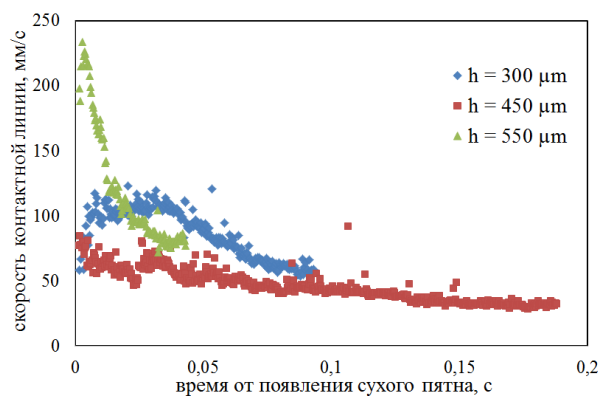


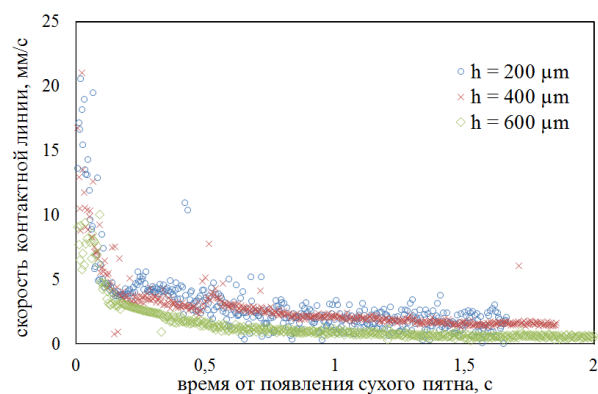
Рис. 3. Динамика сухого пятна на кремниевой подложке покрытой фторполимером (время указано от появления сухого пятна).

На рис. 4а представлена зависимость скорости линии контакта от времени на кремниевой пластине, покрытой фторполимером, при различной толщине слоя воды в начале эксперимента. Установлено, что с увеличением высоты слоя воды начальная скорость линии контакта увеличивается. Этот результат, по всей видимости, объясняется более высокой температурой в центре кремниевой пластины перед разрушением для более толстых пленок воды. Также при разной начальной толщине слоя воды наблюдается различная тенденция изменения скорости линии контакта при распространении сухого пятна. Для менее тонких слоев (толщиной около 300 мкм) максимальная скорость наблюдается через некоторое время после зарождения сухого пятна, а затем значительно снижается. При увеличении начальной толщины слоя (около 450 мкм) скорость линии контакта несколько выше в начальный момент и уменьшается незначительно с ростом сухого пятна. При дальнейшем увеличении высоты слоя воды скорость линии контакта максимальна в начальный момент и резко уменьшается с увеличением размера сухого пятна.

В свою очередь, скорость линии контакта на подложке без покрытия (рис. 4б) имеет максимум при минимальном диаметре сухого пятна и существенно меньше скорости линии контакта на подложке, покрытой фторполимером.



а)



б)

Рис. 4. Скорость контактной линии при распространении сухого пятна по кремниевой подложке. а) – подложка покрыта фторполимером, б) – подложка без покрытия.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Была исследована динамика контактной линии при распространении сухого пятна на кремниевых подложках, как с фторполимерным покрытием, так и без него. На кремниевых подложках с гидрофобным покрытием скорость контактной линии примерно в 20 раз больше скорости контактной линии при распространении сухого пятна на кремниевой подложке без покрытия. Таким образом, было обнаружено, что смачиваемость подложки оказывает существенное влияние на динамику контактной линии.

Работа поддержана РФ (грант № 19-19-00695).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ibrahim K., Abd Rabbo M., Gambaryan-Roisman T., Stephan P.** Experimental investigation of evaporative heat transfer characteristics at the 3-phase contact line // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2010. Т. 34. С. 1036–1041.
2. **Zaitsev D., Kochkin D., Kabov O.** Dynamics of liquid film rupture under local heating // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2022. Т. 184. 122376.

## ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ ФОРМЫ КАНАЛОВ УГЛЕКИСЛОТНЫХ ПЛАСТИНЧАТЫХ ТЕПЛООБМЕННИКОВ

### АННОТАЦИЯ

Рассмотрен вопрос влияния формы каналов на интенсивность теплообменных процессов в зигзагообразных теплообменниках типа «РСНЕ» (Print Circuit Heat Exchanger), работающих на сверхкритическом диоксиде углерода. Осуществлено сравнение полуэллиптического горизонтального, полуэллиптического вертикального, круглого, квадратного и трапециевидного видов сечений каналов с гидравлическим диаметром, равным 1 мм, по основным теплогидравлическим характеристикам. Установлено, что максимальное значение числа Нуссельта достигается для полуэллиптического вертикального сечения.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Снижение выбросов углекислого газа в атмосферу – одна из ключевых задач, стоящая перед человечеством в двадцать первом веке. Основным источников антропогенного диоксида углерода является энергетический сектор: на его долю приходится свыше 78% от суммарных выбросов. Переход к экологически безопасным установкам с нулевыми выбросами вредных веществ позволит существенно сократить вклад объектов генерации в повышение концентрации углекислого газа в атмосфере и предотвратить глобальные экологические проблемы [1,2].

Перспективным решением является переход к кислородно-топливным энергетическим комплексам (КТЭК) с околонулевыми выбросами, работающими по полузамкнутому циклам Брайтона на сверхкритическом диоксиде углерода. Одним из ключевых элементов КТЭК, во многом определяющим уровень эффективности и капитальных затрат энергетической установки, является регенераторы теплоты. Разработка эффективной теплогидравлической формы каналов углекислотных регенераторов позволит сократить габариты теплообменных аппаратов при сохранении высокого уровня тепловой мощности. [3-6]

В данной работе приведены результаты исследований формы каналов углекислотного теплообменника для кислородно-топливной энергоустановки на основные теплогидравлические характеристики.

### 2. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектом исследования является углекислотный теплообменник кислородно-топливной энергоустановки с противоточной схемой движения, греющей

и нагреваемой сред (рис. 1), исходные данные для которого представлены в таблице 1.

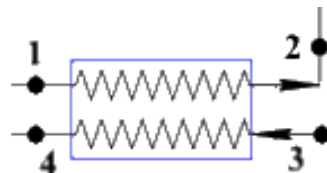
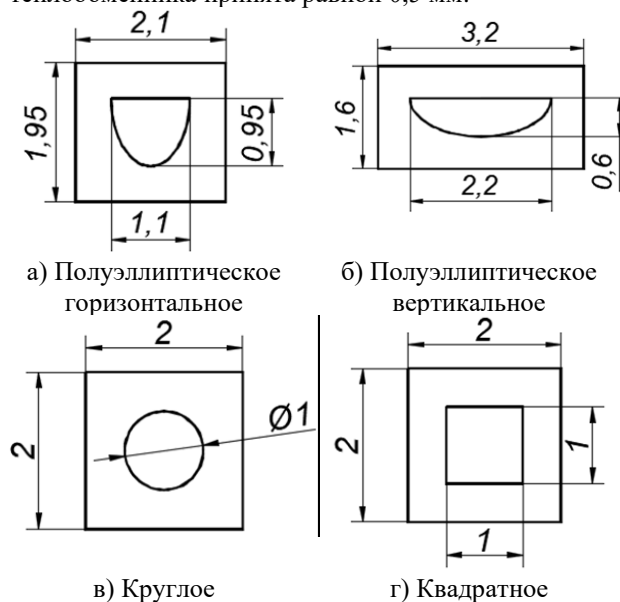


Рис. 1. Принципиальная схема первого теплообменника рекуператора

Таблица 1 – Исходные данные потоков рекуператора

Номер точки	Давление, МПа	Температура, °С	Расход, кг/с
1	3	670,80	184,55
2	3	80,48	
3	30	63,30	157,43
4	30	654,80	

Рассмотрены следующие геометрические формы поперечного сечения канала: полуэллиптическое горизонтальное, полуэллиптическое вертикальное, круглое, квадратное и трапециевидное сечения канала с гидравлическим диаметром равным 1 мм (рис. 2). В качестве базовой формы канала рассматривалось полукруглое сечение. Толщина стенки теплообменника принята равной 0,5 мм.



в) Круглое г) Квадратное  
Рис. 2. Поперечные сечения канала

канал рекуператора имеет зигзагообразную форму, геометрические характеристики продольного сечения канала представлены на рисунке 3.

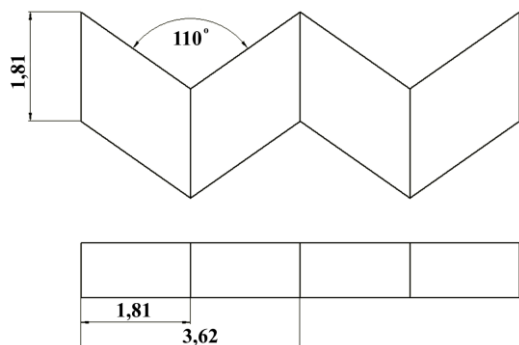


Рис. 3. Продольные сечения канала

### 3. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ И ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

#### 3.1. Параметры расчетной сетки

Численное моделирование проводилось с помощью программного обеспечения ANSYS FLUENT. Для моделирования для каждого рассматриваемого случая была создана сетка (рис. 4) с параметрами призматической сетки, представленными в таблице 2.

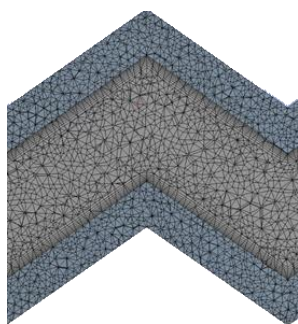


Рис. 4. Расчетная сетка теплообменника

Таблица 2. Параметры призматической сетки

Параметр	Значение
Высота первого призматического слоя, мм	0,001745
Максимальный размер ячейки, мм	0,1
Коэффициент плавного перехода (Transition ratio)	0,272
Максимальное число слоев (Maximum layers)	11
Темп роста (Growth rate)	1,31

Для каждой модели канала было рассмотрено 4 разных случая скорости низкокипящего теплоносителя для выявления наиболее эффективной формы канала, а именно при разных числах Рейнольдса для базовой версии: 20000, 40000, 60000, 80000, полученные данные сведены в таблицу 3.

Таблица 3. Скорость потока при разных значениях числа Рейнольдса

Параметр	Значение				
	Re	20 000	40 000	60 000	80 000
Скорость, м/с		2,0576	4,1152	6,1728	8,2304

#### 3.1. Постановка задачи и алгоритм расчёта

При решении задачи для расчётной сетки были заданы следующие граничные условия представленные в форме таблицы 4 и представлены на рисунке 5. Стоит отметить, что при решении задачи ставилась одинаковая температура на стенке греющей среды вдоль проточной части канала равная 351,45 К.

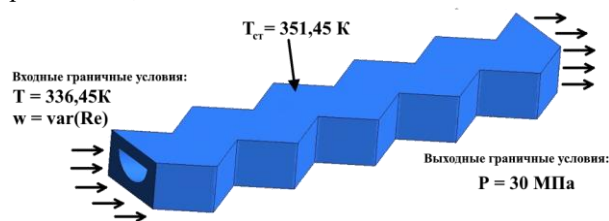


Рис. 5. Граничные условия на входе и выходе канала

Таблица 4. Граничные условия моделирования углекислотного теплообменника

Модель турбулентности	k-omega, SST
Метод расчёта	Coupled
Материал оболочки	сталь
Гидравлический диаметр, мм	1
Теплоноситель	CO <sub>2</sub>
Температура теплоносителя на входе, К	336,45
Температура теплоносителя на выходе, К	473,15
Давление в канале, МПа	29

После расчёта полученные модели анализируются с помощью, полученных данных в программном пакете ANSYS FLUENT и формул для расчёта числа Нуссельта (1), гидравлического сопротивления (2) и теплогидравлического коэффициента (3).

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} \quad (1)$$

$$HR = \frac{Z \cdot d}{l} \quad (2)$$

$$\eta = \frac{Nu_i}{Nu_0} \cdot \left( \frac{HR_0}{HR_i} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3)$$

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

По результатам моделирования построены эпюры температуры, давления и скорости теплоносителя вдоль канала, линии тока, а также посчитаны числа Нуссельта и тепло-гидравлический коэффициент для всех форм и конфигураций канала. Для сравнения на рисунках 6 и 7 представлено сравнение эпюр температур и скорости потока в круглом, квадратном, полуэллиптическом горизонтальном и вертикальном сечении при числе Рейнольдса равном 40000.

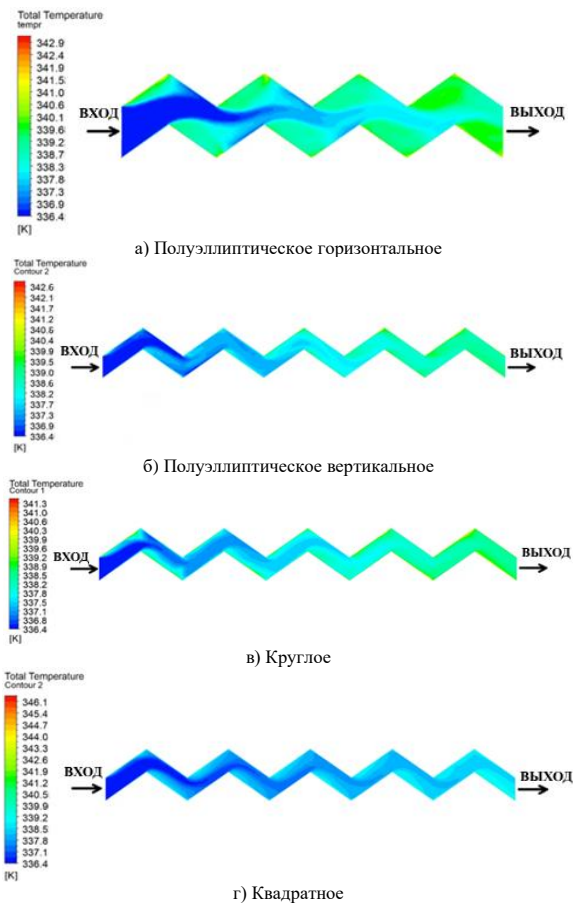


Рис. 6. Эпюра температур в канале при  $Re=40000$

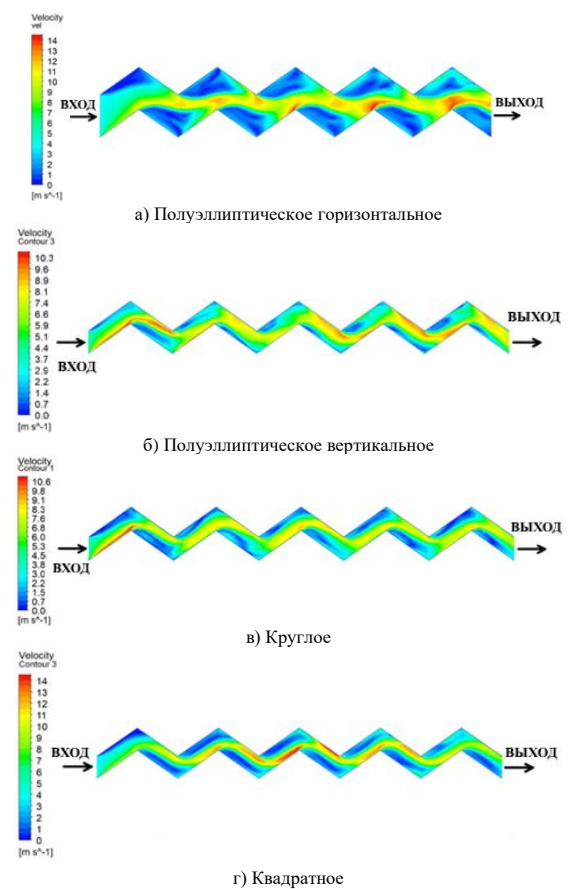


Рис. 7. Эпюра скоростей в канале при  $Re=40000$

После обработки, полученных с помощью ANSYS FLUENT, данных получен график зависимости числа Нуссельта и тепло-гидравлического коэффициента от скорости потока при различной конфигурации каналов, которые представлены в форме графиков, изображённых на рисунках 8 и 9.

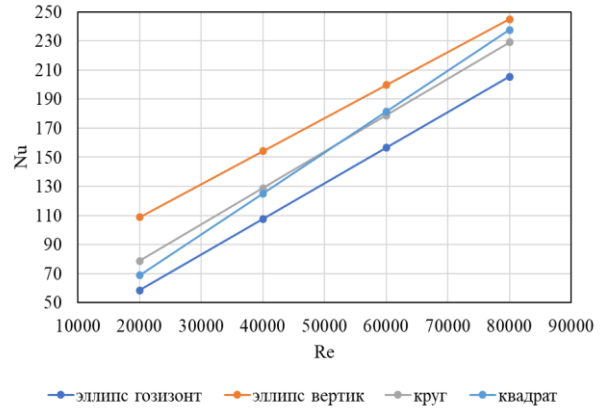


Рис. 8. Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса для каналов разной формы

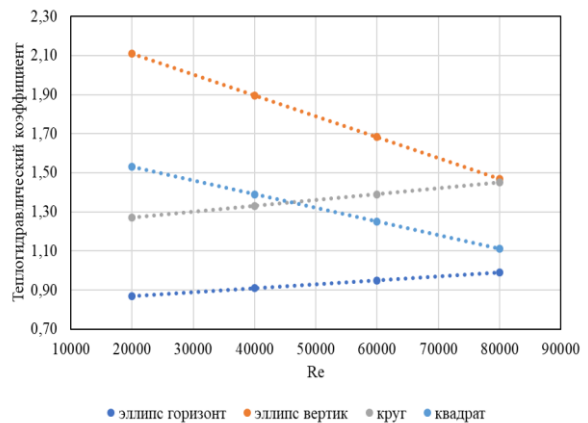


Рис. 9. Зависимость теплогидравлического коэффициента от числа Рейнольдса для каналов разной формы

Исходя из полученных результатов абсолютным фаворитом является сечение канала полуэллиптической вертикальной формы. Связанно это с тем, что при канале данной формы активно разрушается зона пограничного слоя, более равномерно перемешивается поток углекислого газа и уменьшается влияния застойных зон в углах зигзагообразного канала. Исходя из тепло-гидравлического коэффициента (рисунок 9) Однозначным лидером также стало использование канала с полуэллиптическим вертикальным сечением. Однако с ростом числа Рейнольдса в потоке данный параметр у лидирующего сечения уменьшается на 0,21, из-за роста гидравлического сопротивления в канале. Из-за чего после продавливания числа Рейнольдса выше 80000, лидирующим каналом становится с сечением круглой формы

### 3. ВЫВОДЫ

По результатам исследования можно сделать вывод о преимуществе канала с полуэллиптическим вертикальным сечением, которое обладает максимальным числом Нуссельта при значении числа Рейнольдса 80000 равном 244,95 и максимальным тепло-гидравлическом коэффициентом при числе Рейнольдса 20000 равным 2,11. Однако данный энергетический выигрыш наблюдается в диапазоне числа Рейнольдса от 20000 до 80000, с дальнейшим повышением скорости потока, наиболее оптимальным сечением является сечение круглой формы.

*Исследование выполнено в НИУ “МЭИ” при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2020-0020.*

*This study conducted by Moscow Power Engineering Institute was financially supported by the Ministry of Science and*

*Higher Education of the Russian Federation (project No. FSWF-2020-0020).*

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Peng J., Yu B. Y., Liao H., & Wei Y. M.** Marginal abatement costs of CO<sub>2</sub> emissions in the thermal power sector: A regional empirical analysis from China. *Journal of Cleaner Production*, 2018. No 171. P. 163-174.
2. **Alvaredo F. et al.** World inequality report 2018. – Belknap Press, 2018.
3. **Nemitallah M. A., Habib M. A., Badr H. M., Said, S. A., Jamal A., Ben-Mansour R. & Mezghani, K.** Oxy-fuel combustion technology: current status, applications, and trends. *International Journal of Energy Research*. 2017. 41(12). P. 1670-1708.
4. **Zhu Z., Chen Y., Wu J., Zhang S., & Zheng S.** A modified Allam cycle without compressors realizing efficient power generation with peak load shifting and CO<sub>2</sub> capture. *Energy*. 2019. 174. P. 478-487.
5. **Rodríguez Hervás G., & Petrakopoulou F.** Exergoeconomic analysis of the Allam cycle. *Energy & Fuels*. 2019. 33(8). P. 7561-7568.
6. **Киндра В. О., Осипов С. К., Егоров А. А., Рогалев А. Н., & Шевченко И. В.** Исследование и разработка штырьково-луночного интенсификатора теплоотдачи для высокоэффективных теплообменных устройств. *Новое в российской электроэнергетике*, 2017. № 9. С. 76-89.

## ЖИДКОСТИ В НЕ ВПОЛНЕ УСТОЙЧИВЫХ СОСТОЯНИЯХ: К 95-ЛЕТИЮ В.П. СКРИПОВА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В условиях постоянного повышения требований к интенсивности теплоэнергетических процессов естественным выглядит поиск способов надежного отведения тепловых потоков большой плотности. С учетом размеров теплопередающих устройств и параметров тепловыделения, находят применение как активные, так и пассивные методы. Важным направлением служит поиск новых классов жидких теплоносителей и расширение области изменения переменных для уже известных образцов.

В этой связи, в сферу наших интересов входят свойства веществ в области не вполне устойчивых состояний, а именно, перегретых относительно линии равновесия жидкость-пар и близких сверхкритических (далее, СК) состояний. На фазовой диаграмме эти области встречаются в критической точке жидкость-пар. В виду своеобразия свойств в окрестности критической точки, обусловленного структурной перестройкой вещества, проблема поведения неидеализированных систем не нашла своего окончательного решения. С точки зрения экспериментаторов, это означает повышение требований как к методике измерений первичных величин, так и к согласованию условий опыта с требованиями идеальной модели, применяемой для пересчета первичных величин в значения тепловых свойств вещества [1]. В отличие от критических и сверхкритических явлений, описание явления перегрева не входит в известные нам учебники или упоминается вскользь. Тем не менее, на протяжении многих лет оно привлекает внимание исследователей. Действительно, подобные состояния могут возникать (и возникают) при интенсификации процесса теплопереноса и уменьшения размеров устройства.

Доклад посвящен 95-летию В.П. Скрипова, классика перегретых и переохлажденных жидкостей, основателя Уральского теплофизической школы. Суть его подхода к изучению явления перегрева основывалась на рассмотрении спонтанного вскипания как случайного, обусловленного флуктуациями события. В этой связи, первичные данные опыта (в общем случае, время жизни перегретого состояния) должны усредняться по серии измерений при заданных внешних условиях. Само понятие достижимого перегрева (как и широко распространенный термин «superheat limit») является условным в том смысле, что каждому среднему времени жизни соответствует свое значение температуры.

Учитывая содержание изданных за это время книг, обзоров и памятных статей, доклад построен следующим образом. Он посвящен, главным образом, обсуждению ранних работ [2-4]. Будучи пионерскими по сути, эти работы заложили основу исследования метастабильных состояний жидкости. В силу разных обстоятельств, они остались малоизвестными, но не потеряли своей актуальности по сей день. В полной мере сказанное относится и к более поздней работе [5].

### 2. ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Наша задача состоит в восполнении этого пробела. Речь идет о выяснении поведения теплоемкости раствора в критической области жидкость-жидкость, о характерных чертах рассеяния света и свободно-конвективного теплопереноса в критической области жидкость-пар однокомпонентной системы и об обсуждении вариантов положения спинодали перегретой жидкости на фазовой диаграмме воды, включающей область переохлажденных состояний и отрицательных давлений.

Вопросы, вовлеченные в обсуждение, объединены «под зонтиком» единой флуктуационной природы данных явлений. Сама возможность их изучения обусловлена существенным возрастанием масштаба флуктуаций соответствующих величин при приближении к критической точке или спинодали.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

*Теплоемкость двойных жидких смесей в критической области жидкость-жидкость.* В 1950-51 г. в литературе отсутствовали какие-либо данные по этому вопросу. Мотивация работы состояла в экспериментальной проверке некоторых положений теории обобщенных критических явлений профессора В.К. Семенченко, научного руководителя В.П. Скрипова (1948-1953 г.) в МГУ, на примере растворов с нижней критической температурой растворения (НКТР) [2]. Главный результат работы состоял в обнаружении максимума теплоемкости в критической области фазового разделения. Он был проверен на нескольких системах и составил основу кандидатской диссертации В.П. Скрипова.

В целом, эти результаты подтвердили точку зрения В.К. Семенченко об общности критических явлений и фазовых переходов второго рода. Рост теплоемкости вблизи критической точки связан с ростом флуктуаций энергии системы, что является фундаментальным признаком любого из обобщен-

ных критических явлений. Тем не менее, она ждала своего признания до середины 60-х годов.

*Рассеяние света в критической области жидкость-пар однокомпонентной системы.* Для проверки взгляда В.К. Семенченко на сверхкритические переходы как на непрерывные переходы, было осуществлено изучение рассеяния света вдоль до- и сверхкритических изотерм. Одновременно с интенсивностью рассеянного света, измерялась интенсивность проходящего через ячейку с веществом света. Ввиду отсутствия в то время надежных схем для решения подобных задач, конструкция установки была разработана практически «с нуля». Она задавала определенный стандарт для последующих исследований в до-лазерную эпоху.

Объектами изучения служили двуокись углерода и шестифтористая сера в виду удобства положения их критических точек на фазовой диаграмме. Первые результаты были представлены в январе 1960 г. в Москве [3]. Были получены данные по рассеянию света вдоль 10 изотерм, по «крыльям» критической области. Усиление рассеяния света при приближении к критической изотерме указывала на развитие флуктуационных микронеоднородностей плотности. В СК-области эти явления выражены более сильно. Действительно, при СК-переходах осуществляется вся цепочка состояний с непрерывно меняющейся плотностью. Область максимальной неоднородности связана с прохождением через минимум термодинамической устойчивости фазы.

*Свободно-конвективный теплоперенос в критической области жидкость-пар.* Жидкости при СК-давлениях привлекают внимание как потенциальные теплоносители в процессах, требующих надежного отведения тепла. Поиск направлен на выяснение возможности практического применения аномалий теплофизических свойств. Знаковая работа по изучению свободно-конвективного теплообмена вдоль изотерм и изобар в области непрерывного СК-перехода была выполнена под руководством В.П. Скрипова в начале 60-х [4]. Основное внимание было уделено выяснению характера изменений коэффициента теплоотдачи  $k$  в ближней СК-области и влияния температурного напора на этот характер.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдулагатов И.М., Скрипов П.В. Термодинамические и транспортные свойства сверхкритических флюидов. Часть 2. Транспортные свойства // СКФ-ТП. 2020. № 4. С. 3–28.
2. Семенченко В.К., Скрипов В.П. Фазовые переходы 2-го рода и критические явления. III. Теплоемкость жидких бинарных смесей в критической области расщепления // ЖФХ. 1951. Т. 25. № 3. С. 362–368.
3. Скрипов В.П., Колпаков Ю.Д. Рассеяние света в углекислоте вдоль докритических и закритических изотерм // Критические явления и флуктуации в растворах. Под ред. М.И. Шапаронова. М.: АН СССР, 1960. С. 126–136.
4. Скрипов В.П., Поташев П.И. Теплообмен с углекислотой вдоль закритических изотерм при свободной конвекции // ИФЖ. 1962. Т. 5. № 2. С. 30–34.

Обнаружено, что значения  $k(p)$  проходят через максимум. Высота максимума, как и в случае теплоемкости, уменьшалась при удалении от критической температуры, а его вершина смещалась в область более высоких давлений. Казалось бы, обнаружение пиков значений свойств послужит практическим руководством к освоению новых областей применения СК-явлений. В то же время, уже в первой работе [4] была выявлена специфика СК-теплообмена: повышение температурного напора при постоянстве температуры в камере сопровождалось снижением пика  $k$ , вплоть до его «стирания».

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В виду существенного резерва возможностей разработанных в этих работах устройств и методик, они получили развитие в Уральской теплофизической школе. В частности, вариант метода светорассеяния был применен для систематического исследования фазовых диаграмм жидкость-жидкость. Квазистатическое исследование растворов с НКТР было дополнено опытами в условиях мощного локального тепловыделения. В исследование оказались вовлечены явления перегрева относительно спинодали жидкость-жидкость [6]. Обнаружено существенное усиление теплопереноса, сопровождающее спинодальный распад [7] раствора. Этот эффект может найти применение в задачах отведения тепловых потоков большой плотности.

Импульсные модификации метода нагрева тонкой нити нашли применение в задачах достижимого перегрева и растяжения жидкостей, а также определения критических параметров термически нестабильных жидкостей. Наиболее продвинутая версия осуществляет функцию электронного управления мощностью тепловыделения в проволочном зонде непосредственно в ходе импульса. Она применена для изучения сверхкритического теплопереноса [8] и теплоотдачи к перегретым растворам [9] в масштабе малых характерных времен и размеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ проект № 19-19-00115.

5. Скрипов В.П. О фазовой диаграмме воды при отрицательных давлениях // ТВТ. 1993. Т. 31. № 3. С. 373–377.
6. Skripov P.V., Igolnikov A.A., Rutin S.B., Melkikh A.V. Heat transfer by unstable solution having the lower critical solution temperature // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2022. V. 184. P. 122290.
7. Скрипов В.П., Скрипов А.В. Спинодальный распад (Фазовый переход с участием неустойчивых состояний) // УФН. 1979. Т. 128. С. 193–231.
8. Рютин С.Б., Скрипов П.В. Теплоперенос в сверхкритических флюидах: согласование результатов импульсных и стационарных опытов // ТВТ. 2021. Т. 59. № 2. С. 203–211.
9. Волосников Д.В., Поволоцкий И.И., Старостин А.А., Скрипов П.В. Теплоотдача к водным растворам гликолей в импульсно перегретых состояниях // ТВТ. 2021. Т. 59. № 3. С. 384–393.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОБМЕНА ПРИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОМ ГАЗОСПРЕЙНОМ ОХЛАЖДЕНИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Быстрое развитие мощных электронных, энергетических систем привело нас к тому, что характеристики этих систем ограничены их охлаждающей способностью. Современная электроника может генерировать тепловые потоки до  $10\text{--}100\text{ Вт / см}^2$ , а тепловой поток более  $1000\text{ Вт / см}^2$  должен рассеиваться с минимальным расходом охлаждающей жидкости в силовой электронике следующего поколения. Спрейное охлаждение является эффективным методом охлаждения [1-3]. Однако охлаждающая способность и эффективность спрейнго охлаждения нуждаются в дальнейшем улучшении, чтобы соответствовать требованиям сверхмощных приложений следующего поколения [4-6].

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

#### 2.1. Экспериментальная установка

Для охлаждения источников тепла с высоким тепловым потоком изготовлена испытательная установка с замкнутым контуром спрейнго охлаждения. На рис. 1 приведена схема экспериментального стенда для исследования газоспрейнго охлаждения. Основные элементы стенда включают рабочий участок с нагревателем, позволяющий создавать и измерять тепловой поток, система подачи и измерения расходов воды, газа, форсунка, система видео-

фиксации процесса охлаждения поверхности нагревателя, компьютер, система сбора данных. Для подачи воды в форсунку используется дозировочный насос с расходомером. Подача воздуха от компрессора осуществляется через регулятор расхода Bronkhorst. Форсунка В1/4J-SS расположена над центром нагревателя на регулируемом расстоянии. Вода циркулирует между насосами, рабочим участком и двумя теплообменниками: основным теплообменником и термостатом Huber MPC-K6 для точного задания температуры воды на входе в форсунку. Расход жидкости дополнительно контролируется при помощи ультразвукового расходомера.

Нагреватель выполнен по оригинальной схеме и обеспечивает мощности уровня 1.5 кВт, соответствующими источниками питания, пальчиковыми нагревателями. Система термопар К и Т типа обеспечивает определение теплового потока, выделяемого на поверхности нагревателя, и «потерь» тепла в окружающей нагреватель нержавеющей пластине. Это позволяет точно определять тепловые потоки в носике нагревателя и коэффициенты теплоотдачи.

Диагностика капель двухфазного потока после форсунки и пленки воды на нагревателе осуществляется высокоскоростной камерой с объективами высокого пространственного разрешения и необходимыми источниками освещения,

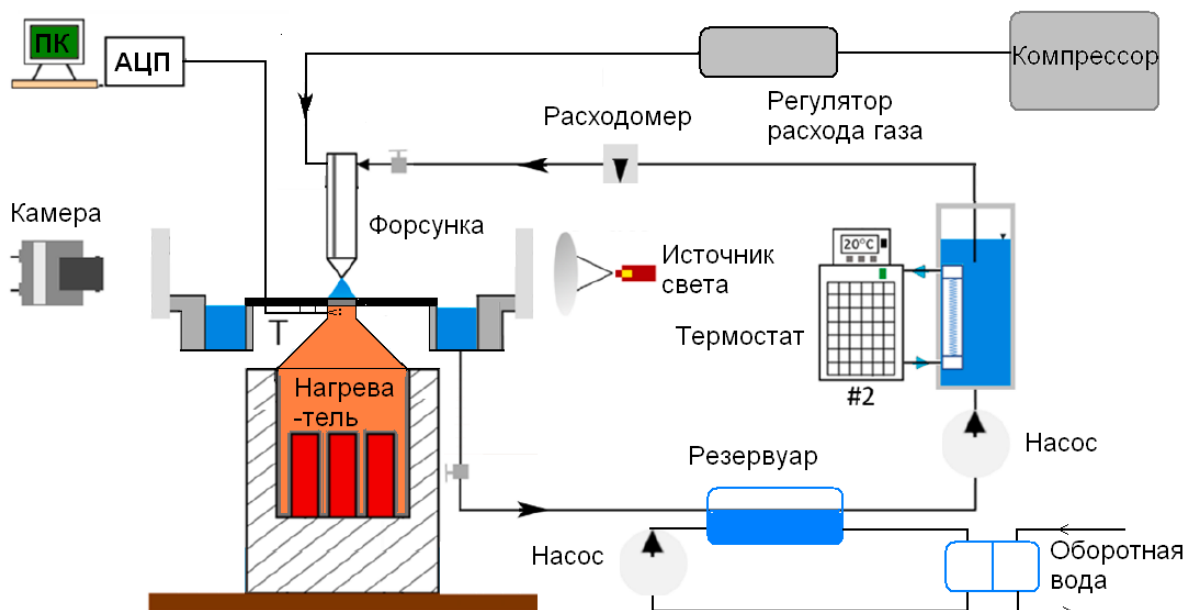


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.





Рис. 2. Фото процесса газоспрейного охлаждения при подаваемой мощности 800 Вт. Расход газа 15 л/мин, воды 150 мл/мин.

что позволяет детально исследовать режимы течения двухфазного потока в газоспрейной системе охлаждения. Система оснащена цифровой фиксацией всех параметров стенда и записью на накопитель информации.

## 2.2. Определение коэффициента теплоотдачи

Определение коэффициента теплообмена осуществляется по формуле:

$HTC = q / (T_w - T_{in})$ , где тепловой поток  $q$  определяется по измеренным показаниям термопар в носике нагревателя. Термопары К типа расположены на противоположных сторонах носика нагревателя на расстоянии 4, 6, 8 мм от верхней плоскости с одной стороны и 4, 8 мм с другой. Глубина отверстий под термопары составляла ~ 3.5 мм. Также из показаний данных термопар определяется температура поверхности  $T_w$ . Температура  $T_{in}$  спрея задается термостатом после насоса. При определении температуры поверхности учитывается изменение теплопроводности меди от температуры. Ошибку в определении HTC из-за тепловых потерь в нержавеющую пластину оценивается по измеренным термопарами Т типа температурам в ней на разных расстояниях от нагревателя. Неопределенность определения коэффициента теплоотдачи составляет ~ 10% и связана с малым расстоянием между термопарами.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Теплоотдача

На рис.2 приведено фото процесса охлаждения газоспрейным потоком через форсунку В1/4J-SS при расходе газа 15 л/мин, воды 150 мл/мин. Расстояние до поверхности нагревателя составляло 14 мм. На рис. 3 приведен коэффициент теплообмена от головки нагревателя водо-воздушному спрею при разных тепловых потоках. При увеличении теплового потока наблюдается увеличение коэффициента теплообмена достигая 60 кВт/см<sup>2</sup> при измеренном по меди тепловом потоке ~800 Вт/см<sup>2</sup>.

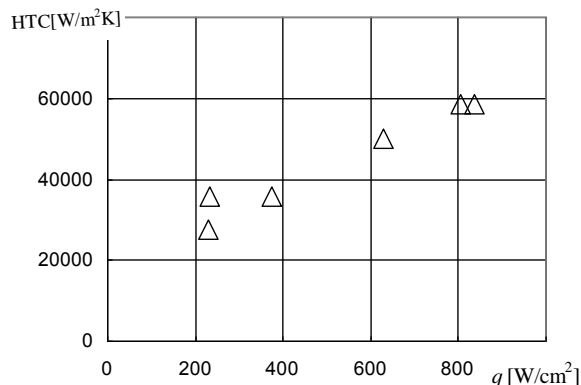


Рис. 3. Значения коэффициента теплообмена от нагреваемой поверхности при газоспрейном охлаждении при разных тепловых потоках при расходах газа 15 л/мин и воды 150мл/мин.

Исследования показали, что при увеличении расхода воды от 90 до 130 мл/мин при постоянном высоком тепловом потоке ~ 800 Вт/см<sup>2</sup> и расходе воздуха 15 л/мин коэффициент теплоотдачи возрастает 50 до 60 кВт/м<sup>2</sup>, оставаясь постоянным при дальнейшем увеличении расхода воды до 200 мл/мин.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В широком диапазоне расходов жидкости и газа исследована эффективность газоспрейного охлаждения от нагреваемой поверхности при разных тепловых потоках.

Выполнена диагностика характерных режимов течения при газоструйном охлаждении высокоскоростной камерой.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Xu R., Wang G. and Jiang P.** Spray Cooling on Enhanced Surfaces: A Review of the Progress and Mechanisms // Transactions of the ASME. Journal of Electronic Packaging. 2021. V. 144 / 010802-1-21.
2. **Liang G., Mudawar I.** Review of spray cooling – Part 1: Single-phase and nucleate boiling regimes, and critical heat flux//Int. J.Heat Mass Transf. 2017. V.115. P.1174–1205.
3. **Liang, G.; Mudawar, I.** Review of spray cooling–Part 2: High temperature boiling regimes and quenching applications. Int. J.Heat Mass Transf. 2017. V. 115. P. 1206–1222.
4. **Serdyukov V., Miskiv N. and Surtaev A.** The Simultaneous Analysis of Droplets' Impacts and Heat Transfer during Water Spray Cooling Using a Transparent Heater// Water. 2021. V. 13. P.2730-.
5. **Khandekar S.; Sahu G.; Muralidhar K.; Gatapova E.Y.; Kabov O.A.; Hu R.; Luo X.; Zhao L.** Cooling of high-power LEDs by liquid sprays: Challenges and prospects.//Appl. Therm. Eng. 2021. V.184. 115640.
6. **Pukhovoy M.V., Kunts K.A., Spesivtsev S.E., Kabov O.A.** Maximum heat fluxes and features of heat transfer mechanisms with boiling during jet impingement cooling of electronics// J. of Phys.: Conf. Ser. "XXXVII Siberian Thermophysical Seminar. 2020. C. 012036.

С.А. Исаев<sup>1,2</sup>, А.И. Леонтьев<sup>3</sup>, Д.В. Никущенко<sup>1</sup>, А.Г. Судаков<sup>1,2</sup>, В.Б. Харченко<sup>1</sup>,  
Н.В. Тряскин<sup>1</sup>, С.В. Гувернюк<sup>4</sup>, М.А. Зубин<sup>4</sup>, Н.И. Михеев<sup>5</sup>, И.А. Попов<sup>6</sup>, Дехай Конг<sup>7</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный морской технический университет,  
190008, РФ, Санкт-Петербург, Лощманская, 3

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации,  
196210, РФ, Санкт-Петербург, Пилотов, 38

<sup>3</sup>Московский государственный технический университет им.Н.Э.Баумана,  
105005, РФ, Москва, 2-я Бауманская, 5

<sup>4</sup>НИИ механики МГУ им.М.В.Ломоносова,  
119192, РФ, Москва, Мичуринский пр., 1

<sup>5</sup>Казанский научный центр РАН,  
420111, РФ, Татарстан, Казань, Лобачевского, 2

<sup>6</sup>Казанский научный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева - КАИ,  
420111, РФ, Татарстан, Казань, К.Маркса, 10

<sup>7</sup>Северозападный политехнический университет,  
710072, Китай, Сиань

## ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВОЙ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА НА СТРУКТУРИРОВАННЫХ НАКЛОННЫМИ КАНАВКАМИ ПОВЕРХНОСТЯХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Конструирование энергоэффективных поверхностей с дискретной шероховатостью издавна связывается с вихревой интенсификацией теплообмена. В [1] под руководством Г.А. Дрейцера сделано открытие экстраординарного роста относительной теплоотдачи (в разы и десятки раз) в трубах с периодической накаткой упорядоченных выступов. При этом гидравлические потери возрастают опережающим темпом, также достигая больших величин. Этот подход может успешно применяться в системах с большими ресурсами полного давления, однако его теплогидравлическая эффективность низкая. Луночные технологии [2], в основном базирующиеся на создании рельефов с ансамблями сферических лунок, имеют ограниченные пределы роста тепловой эффективности (до 2-3 раз) при турбулентном режиме течения теплоносителя, при этом темпы возрастания относительных гидравлических потерь могут отставать от роста относительной теплоотдачи. Сферические лунки являются поверхностными вихрегенераторами, в которых самоорганизуются струйно-вихревые структуры и с помощью которых создается пристеночный вихревой слой. Однако индуцируемые ими скорости вторичного и возвратного течения значительно меньше характерных скоростей набегающего потока. В результате в отрывных зонах внутри лунок возникают области ослабленного теплообмена с высокими температурами. Интенсификация теплообмена наблюдается на наветренных склонах лунок, а также на участках плоской стенки в промежутках между лунками. Давно наблюдается стремление усовершенствовать луночные технологии за счет профилирования луночных технологий за счет профилирования луночных технологий за счет профилирования луночных технологий с целью интенсификации теплообмена внутри лунок. Важно подчеркнуть связь интенсификации организующихся вихревых структур и асимметрии

закрученных потоков, отмеченную при исследовании выдува струй при создании газовых завес. Поэтому неслучайно были предложены овальные лунки, наклоненные к набегающему пристеночному потоку. Численный анализ отрывного турбулентного течения и теплообмена в окрестности наклонной лунки, созданной из двух половинок исходной сферической лунки с цилиндрической траншейной вставкой, при ее размещении на стенке узкого канала [3-5] позволил установить режимы перестройки отрывного течения внутри лунки с локализацией зоны интенсифицированных возвратных токов во входной части и создания закрученного проточного течения в лунке [6]. Перестройка и интенсификация вихревой структуры происходит при относительных удлинениях  $l_k/b$  овально-траншейных лунок (ОТЛ, рис.1) свыше 4-5. Установлены оптимальные углы наклона лунок, которым соответствует максимальная тепловая и теплогидравлическая эффективность. Показано кардинальное превосходство ОТЛ над сферическими и коническими лунками одинаковой глубины и площади пятна.

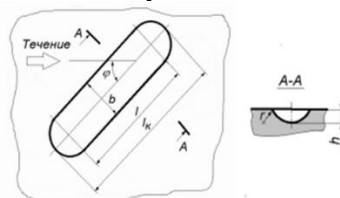


Рис. 1. Схема ОТЛ шириной  $b$ , глубиной  $h$  и длиной  $l_k$  с радиусом скругления кромок  $r$  [6]

### 2. УСКОРЕНИЕ ПОТОКА В УЗКОМ КАНАЛЕ С НАКЛОННЫМИ ОТЛ И УТОНЧЕНИЕ ПРИСТЕНОЧНОГО СЛОЯ НАД ВХОДОМ ПОТОКА В ОТЛ НА ПЛАСТИНЕ

Численно на основе решения уравнений Навье-Стокса и энергии обнаружено явление ускорения

ламинарного потока в узком канале с однорядным редким пакетом наклонных ОТЛ на нагретой стенке на стабилизированном [7-9] и начальном [10] участках течения. Установлен увеличение скорости в ядре потока в канале с относительной глубиной наклонных ОТЛ не менее 0.25 до величин, в 1.5 раза превосходящих максимальные скорости в плоскопараллельном канале. Важно отметить, что для воздушного теплоносителя удалось достигнуть более двукратного роста относительной теплоотдачи при отстающем увеличением относительных гидравлических потерь. Это невозможно получить с помощью сферических лунок.

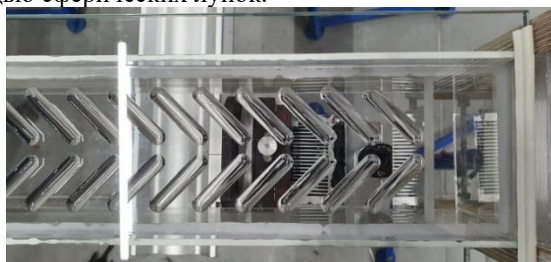


Рис.2. Оптически прозрачный канал с 26 двухрядными ОТЛ для измерения поля скорости воздушного потока методом SIV в КазНЦ РАН при  $Re=1000$  и  $4300$ .

В КазНЦ РАН на стенде с оптически прозрачным узким каналом высотой 10мм, шириной 100мм и длиной 800мм (Рис.2). Относительная длина ОТЛ с острыми кромками 4.5, глубина 0.25, шаг между центрами ОТЛ – 2.53. Углы наклона  $\varphi = \pm 45^\circ$  и  $\pm 135^\circ$ .

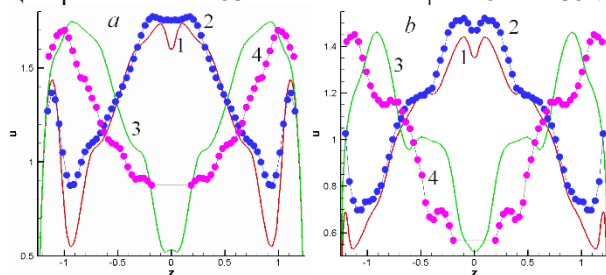


Рис.3. Сравнение расчетных (1,3) и экспериментальных (2,4) поперечных профилей продольной составляющей скорости в срединном сечении 22 лунки на высоте  $y=0.4$  (a,  $Re=1000$ ) и  $0.23$  (b,  $Re=4300$ ). 1,2 –  $\varphi = \pm 45^\circ$ ; 3,4 –  $\varphi = \pm 135^\circ$ .

Рассмотрены ламинарный и турбулентный режимы течения при прямом и обратном направлении потока. Сопоставлены данные измерений скорости методом SIV и численные прогнозы, полученные с помощью решения уравнений Навье-Стокса и осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса при их замыкании уравнениями модели переноса сдвиговых напряжений (Рис.3). Подтверждено явление ускорения потока в облуненном канале, а также установлена приемлемость моделей NS и RANS для количественных прогнозов интенсивных вихревых течений. Интересно отметить особенность потока в облуненном канале и на пластине над входом в наклонную ОТЛ, связанную с утончением пристеночного слоя течения. Причина наблюдаемого явления связывается взаимодействием входящего в ОТЛ потока с торнадоподобным

самоорганизующимся в ОТЛ вихрем, которое сопровождается чрезвычайно высокими градиентами давления.

### 3. АНОМАЛЬНАЯ ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В НАКЛОННЫХ ОТЛ НА ПЛАСТИНЕ И СТЕНКЕ УЗКОГО КАНАЛА, ВЫЗВАННАЯ ЭКСТРАОРДИНАРНЫМИ ПЕРЕПАДАМИ СТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

Цикл недавних численных исследований [11-19] 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 наклонными овално-траншейными лунками (ОТЛ) шириной 1.05 и длиной 7.05. При ширине канала 7 и шаге между лунками 6, угле наклона  $45^\circ$  и глубине 0.3 лунки в отрывной зоне в срединном сечении наблюдается 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. Максимальная абсолютная величина скорости рециркуляционного течения более, чем вдвое превышает аналогичную скорость в типичных случаях отрывных течений, как, например, за обращенной назад ступенькой. При ширине канала 9 и шаге между лунками 8, угле наклона  $60^\circ$ , глубине 0.25 лунки максимальная абсолютная величина отрицательного трения в срединном продольном сечении более чем 2.5 раза превосходит трение в плоскопараллельном канале. Причина этого явления связана 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 варьировании углом наклона  $\theta$  от  $45^\circ$  до  $65^\circ$  обнаружено ускорение турбулентного потока в канале с однорядными наклонными овално-траншейными лунками, 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  $65^\circ$  ОТЛ на нагретой стенке периодического модуля узкого канала, которая 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. Аномальная интенсификация отрывного турбулентного течения и теплообмена обуславливается растущим с уплотнением лунок перепадом 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 наветренном склоне и в месте зарождения торнадоподобного 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.

Экспериментальное и расчетное подтверждение фундаментальных открытий аномальной интенсификации отрывного течения и теплообмена в наклонных овально-траншейных лунках (ОТЛ) на пластине и на стенке узкого канала выполнено в аэродинамических трубах НИИ механики МГУ.

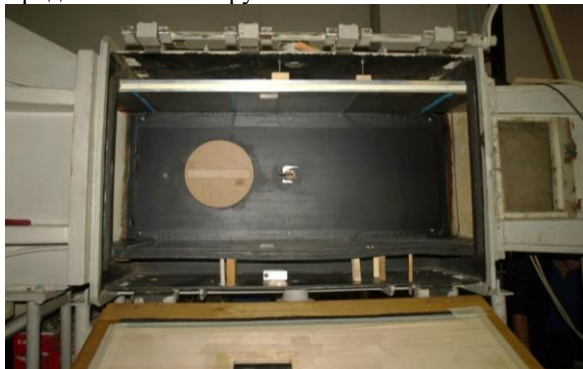


Рис.4. Положение ОТЛ в рабочем участке трубы А-4 (поток слева направо).

Выполнены две серии экспериментов. В базовом канале стенда ВИЯ шириной 300мм, высотой 50мм и длиной 600мм проведены измерения распределений статического давления на поверхности овально-траншейной лунки шириной 30мм и относительными (в долях ширины) длиной 5, глубинами 0.5 и 0.25 под различными углами наклона в диапазоне изменения от 0° до 90°. Лунки с острой кромкой располагаются в середине канала на расстоянии 300мм от входного сечения. Число Рейнольдса, определенное по скорости потока и высоте канала, достаточно велико 167000 и гораздо выше ранее исследованных турбулентных течений в узких каналах (в основном порядка 10<sup>4</sup>). Эксперименты проводились при скорости набегающего потока V=50 м/с и единичном числе Рейнольдса Re= 3.3\*10<sup>6</sup> м<sup>-1</sup>, толщина турбулентного пограничного слоя в окрестности передней кромки лунки составляла ~ 6.5 мм. Акцент делается на измерениях давления в дренажных точках внутри лунки при углах наклона от 35° до 55°. Также

методом саже-масляных покрытий получены картины визуализации отрывного обтекания поверхности лунок, позволяющие проанализировать самоорганизующиеся вихревые в них.

Вторая серия экспериментов посвящена исследованию влияния угла наклона ОТЛ на интенсивность отрывного течения внутри лунки умеренной глубины 0.25 (в долях ширины D, принятой за 1) на пластине, расположенной в рабочей части трубы А-4. Ширины лунки выбрана равной 41мм. Глубина лунки – 10мм, длина цилиндрической траншеи – 203мм. Относительная длина лунки – 6.

Число Рейнольдса, определенное по скорости потока и ширине лунки, равно 67000. Толщина турбулентного пограничного слоя в зоне расположения ОТЛ оценена как 5-7 мм, что в относительных величинах составляет (0.12–0.17) D.

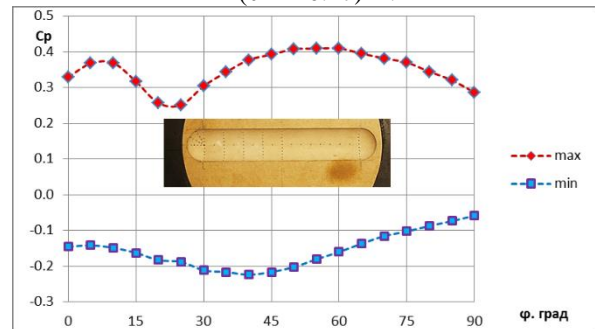


Рис.5. Экстремальные коэффициенты давления в зависимости от угла наклона ОТЛ

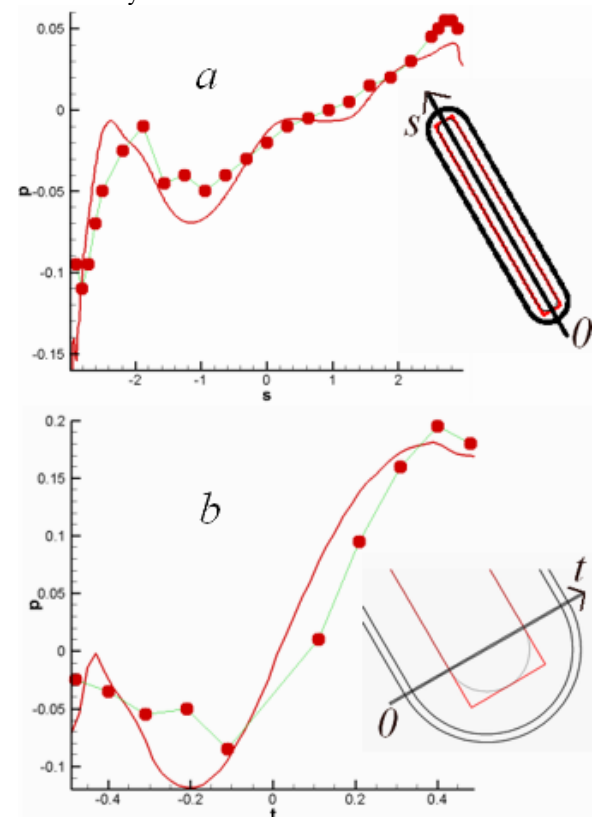


Рис.6. Сравнение расчетных (линии) и экспериментальных (точки) данных статического давления в продольном (а) и поперечном (b) сечениях ОТЛ при φ=45°

Представленные на рис.5 экспериментальные распределения Cp дают наглядное представление о

влиянии угла наклона на структуру внутреннего течения в ОТЛ, в частности, указывают на диапазон  $25^\circ < \varphi < 80^\circ$ , в котором головное скругление ОТЛ содержит характерную двойную конфигурацию из локализованных зон экстремумов давления противоположного знака (это соответствует режимам «работающей» ОТЛ).

Хорошее согласие экспериментальных данных с численными прогнозами по стационарному подходу RANS свидетельствует о его приемлемости для расчета высокоинтенсивных струйно-вихревых течений, а также подтверждает управляющий механизм аномальной интенсификации отрывного течения.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Актуальная проблематика вихревой интенсификации теплообмена при обтекании структурированных поверхностей имеет технологические перспективы в турбулентных теплообменниках [20] и в системах охлаждения лопаток ДУ [21].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Эффективные** поверхности теплообмена / Э. К. Калинин, Г. А. Дрейцер, И. З. Копп, А. С. Мякочин. М.: Энергоатомиздат, 1998. 407 с.
2. **Rashidi S.**, Hormozi F., Sunden B. and Mahian O. 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. **Isaev S.A.**, Schelchikov A.V., Leontiev A.I., Gortyshov Yu.F., Baranov P.A., Popov I.A. Tornado-like heat transfer enhancement in the narrow plane-parallel channel with the oval-trench dimple of fixed depth and spot area // *Int.J.HMT*. 2017. Vol.109. P. 40–62.
4. **Isaev S.**, Leontiev A., Chudnovsky Y. and Popov I. Vortex heat transfer enhancement in narrow channels with a single oval-trench dimple oriented at different angles to the flow // *J. EHT*. 2018. V. 25. No.6. P.579–604.
5. **Isaev S.**, Leontiev A., Chudnovsky Y., Nikushchenko D., Popov I. and Sudakov A. 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. V.12. No.1296. P.1–24.
6. **Исаев С.А.**, Баранов П.А., Гортышов Ю.Ф., Леонтьев А.И., Попов И.А., Щелчков А.В., Миронов А.А., Скрыпник А.Н. Теплообменная поверхность. Патент РФ. RU 2716958 C1, МПК F28F 3/04 (2006.01). Заявка 2019124260, 26.07.2019 опубликована 17.03.2020 Бюл. № 8.
7. **Исаев С.А.**, Баранов П.А., Леонтьев А.И., Попов И.А. Интенсификация ламинарного течения в узком микроканале с однорядными наклонными овально-траншейными лунками // *ПЖТФ*. 2018. Т. 44. Вып. 9. С. 73–80.
8. **Исаев С.А.**, Леонтьев А.И., Мильман О.О., Судаков А.Г., Усачов А.Е., Гульцова М.Е. Интенсификация теплообмена при ламинарном вихревом течении воздуха в узком канале с однорядными наклонными овальными лунками // *ИФЖ*. 2018. Т.91. №4. С.1022–1034.
9. **Isaev S.A.**, Leontiev A.I., Milman O.O., Popov I.A., Sudakov A.G. 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.HMT*. 2019. V. 134. P. 338–358.

10. **Исаев С.А.**, Леонтьев А.И., Мильман О.О., Никущенко Д.В., Попов И.А. Энергоэффективные поверхности с многорядными наклонными овально-траншейными лунками для воздушных конденсаторов // *Энергетика*. 2020. № 4. С. 3–10.
11. **Isaev S.**, Gritckevich M., Leontiev A., Popov I. 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. V. 163 (Part.A). P. 202–207.
12. **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.
13. **Исаев С.А.**, Грицкевич М.С., Леонтьев А.И., Мильман О.О., Никущенко Д.В. Ускорение турбулентного потока в узком облуженном канале и интенсификация отрывного течения при уплотнении однорядных наклоненных овально-траншейных лунок на стенке // *Теплофизика и аэромеханика*. 2019. Т.26. №5. 697–702.
14. **Isaev S.A.**, Gritckevich M.S., Leontiev A.I., Milman O.O., Nikushchenko D.V. Vortex enhancement of heat transfer and flow in the narrow channel with a dense packing of inclined one-row oval-trench dimples // *Int. J. HMT*. 2019. V. 145. P.118737.
15. **Исаев С.А.**, Мазо А.Б., Никущенко Д.В., Попов И.А., Судаков А.Г. Влияние на аномальную интенсификацию отрывного турбулентного течения угла наклона однорядных овально-траншейных лунок на стабилизированном гидродинамическом участке узкого канала // *ПЖТФ*. 2020. Т. 46. Вып. 21. С.18–21.
16. **Mironov A.**, Isaev S., Skrypnik A. and Popov I. Numerical and Physical Simulation of Heat Transfer Enhancement Using Oval Dimple Vortex Generators —Review and Recommendations // *Energies*. 2020. V. 13. P. 5243.
17. **Миронов А.А.**, Исаев С.А., Скрыпник А.Н., Попов И.А., Гортышов Ю.Ф. Физическое моделирование теплогидравлических характеристик каналов с овально-траншейными вихрегенераторами // *ТПТ*. 2020. Т. 12. №9. С. 386–402.
18. **Исаев С.А.**, Чулюнин А.Ю., Никущенко Д.В., Судаков А.Г., Усачов А.Е. Анализ аномальной интенсификации отрывного течения и теплообмена на стабилизированном участке узкого канала с однорядными наклонными овально-траншейными лунками при использовании различных сеток и моделей турбулентности // *ТВТ*. 2021. Т. 59. № 1. С. 116–125.
19. **Исаев С.А.**, Леонтьев А.И., Никущенко Д.В., Судаков А.Г., Усачов А.Е. Интенсификация отрывного течения в наклонных однорядных овально-траншейных лунках на стенке узкого канала // *ИФЖ*. 2021. Т.94. №1. С.160–168.
20. **Исаев С.А.**, Судаков А.Г., Чорный А.Д., Жукова Ю.В., Усачов А.Ю. 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.
21. **Kong D.**, Zhang C., Ma Z., Liu C., Isaev S.A., Guo T., Xie F. Numerical study on flow and heat transfer characteristics of swirling jet on a dimpled surface with effusion holes at turbine blade leading edge // *ATE*. 2022. V. 209. P. 118243.

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССА ОХЛАЖДЕНИЯ ВЯЗКИХ СРЕД

### АННОТАЦИЯ

Рассматриваются особенности работы водомасляных холодильников и интенсификация их работы. Представлена конструкция экспериментального кожухотрубчатого гладкотрубного водомасляного холодильника, а также его геометрические характеристики, а также теплообменник типа «труба в трубе» со спирально-проволочным оребрением. Приведен порядок определения средней теплоотдачи для многорядных пучков гладких труб. В результате экспериментально-теоретического метода исследования определяется зависимость интенсивности теплообмена от числа Рейнольдса.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в качестве маслоохладителей в турбодетандерных агрегатах применяются кожухотрубные теплообменные аппараты из гладких труб для малых производительностей (до 10 кВт) и теплообменники из труб с интенсификаторами для производительности до 200 кВт. Выбор теплообменной поверхности - один из важнейших моментов создания любого теплообменного устройства. Лучшей будет та поверхность, которая при прочих равных условиях обеспечит наибольший тепловой поток с единицы поверхности теплообменного аппарата, то есть наибольший коэффициент теплоотдачи. Поэтому интенсификация теплообмена в каналах – реальный путь к уменьшению габаритов и массы теплообменного устройства и к снижению температуры стенок.

### 2. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В ТРУБЧАТЫХ АППАРАТАХ С ОРЕБЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

#### 2.1. Зависимость интенсивности теплоотдачи от режимных условий эксплуатации

Потребность в интенсификации появляется часто тогда, когда увеличение скорости потока в пределах допустимых на практике гидравлических потерь давления, не обеспечивает получение необходимых габаритных размеров теплообменных аппаратов или заданной температуры стенок. Поэтому нужны методы интенсификации теплоотдачи, которые обеспечат уменьшение габаритных размеров при неизменных суммарных потерях давления на прокачку теплоносителей через теплообменный аппарат.

Главной особенностью водомасляных холодильников является резкое отличие физических свойств масла и воды, причем в первую очередь вязкости [1].

При создании высокоэффективных масляных холодильников возникает задача интенсификации теплообмена в масляной полости. Одним из основных факторов определяющих выбор типа водомасляного холодильника является его чувствительность к загрязнениям. Как правило, водомасляные холодильники используют для охлаждения проточ-

ную и обратную воду. При эксплуатации систем обратного водоснабжения возникают определенные трудности, связанные с необходимостью дополнительной подпитки свежей водой, вызванной испарением в атмосферу циркулирующей воды. Поэтому вода насыщается кислородом, что приводит к повышенной коррозии теплообменного оборудования. При длительной эксплуатации в охлаждающей воде накапливаются различные жесткие осадки. Однако, к наиболее распространенным отложениям относятся солевые, образующиеся в результате нарушения углекислотного равновесия в системах. Отложения, образующиеся на поверхностях теплообмена, приводят к резкому ухудшению теплопередачи.

Следует отметить, что средства борьбы с загрязнением в масляной полости связаны с установкой фильтров тонкой очистки, в то время как проблема очистки воды гораздо сложнее и требует дорогостоящего оборудования. На предприятиях, связанных с системой обратной воды предусматривается специальная водоподготовка, которая включает в себя фильтрацию от механических примесей, подкисление или декарбонизацию от солевых отложений, хлорирований, от биологических обрастаний [2,3,4].

Все эти трудности определяют необходимость поиска новых схем охлаждения. За последние годы проводятся работы по созданию аппаратов с воздушным охлаждением. Замена водяного охлаждения дает возможность не только сократить потребление воды обратного и прямого водоснабжения, но также снизить эксплуатационные затраты.

Авторами работы проведено экспериментальное исследование работы маслоохладителя для двух случаев:

- при движении масла в трубном пространстве;
- при движении масла в межтрубном пространстве.

Экспериментальный гладкотрубный кожухотрубчатый маслоохладитель (рис.1) имеет следующие габариты: диаметр корпуса  $D = 140$  мм, длина  $L = 700$  мм, аппарат содержит 86 медных гладких труб  $\varnothing = 8 \times 1$  мм, каждая длиной 590 мм. Расположение труб шахматное, поперечный и профильный шаги пучка равны между собой  $S_1 = S_2 = 10,5$  мм. Трубки по концам развальцованы и припаяны к трубным доскам. Теплообменник по труб-

ному пространству двухходовой, число труб в одном ходе  $N=43$  шт.

В межтрубном пространстве для создания поперечного обтекания труб жидкостью установлены сегментные перегородки, расстояние между ними 30 мм, общее количество-15 шт.

Геометрические характеристики представлены в таблице 1.

Таблица 1. Геометрические характеристики экспериментального гладкотрубного кожухотрубного холодильника

Внутренний диаметр, мм	Длина трубы, мм	Диаметр трубки, мм	Шаг пучка, мм	Число труб в одном ходе	Расстояние между перегородками, мм	Длина хорды перегородки, мм	Площадь сечения внутри трубы, $m^2$	Площадь сечения межтрубного пространства, $m^2$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
$D_B$	L	d	t	N	h	a	$S_{тр}$	$S_{мжт}$
125	590	8x1	10,5	43	30	100	0,00122	0,00063

На рис.1 показаны результаты экспериментального исследования интенсификации процесса охлаждения турбинного масла в теплообменнике типа «труба в трубе» со спирально-проволочным оребрением.

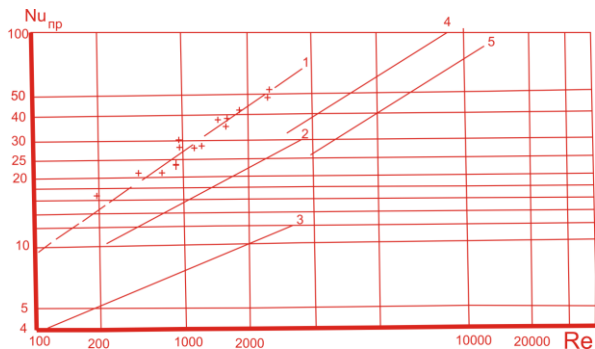


Рис.1. Зависимость  $Nu=f(Re)$  для масляного холодильника со спирально – проволочным оребрением.

Кривая 1 соответствует опытным данным, полученным при исследовании процесса охлаждения масла в модели холодильника со спирально-проволочным оребрением, состоящего из внутренней медной трубы  $\varnothing 18 \times 2$  мм и наружной нержавеющей трубы  $\varnothing 45 \times 2$  мм. В межтрубном пространстве движется масло, внутри трубы  $\varnothing 18 \times 2$  мм – охлаждающая вода. Для масляных холодильников конструкции ЦКТИ соответствует кривая 2 [ 5,6,7 ], число Нуссельта при этом рассчитывалось по формуле:

$$Nu=0.635 \cdot Re^{0.4} \cdot Pr^{0.3}$$

Для судовых охладителей масла соответствует кривая 3 [8], кривые 4 и 5 рассчитывались по формуле [ 7 ]:

$$Nu=0.27 \cdot Re^{0.54} \cdot Pr^{0.4}$$

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Вследствие высокой вязкости масла для большинства аппаратов устанавливается в масляных каналах ламинарный режим течения со сравнительно низкими коэффициентами теплоотдачи. В то время, как в водяных каналах, наоборот, могут быть получены очень высокие значения коэффициентов теплоотдачи.

2. Результаты экспериментального исследования показывает, что в случае направления охлаждаемой среды в межтрубное пространство, в интервале изменения чисел Рейнольдса масла  $Re = 200 - 1200$ , коэффициент теплопередачи  $K$  в среднем в 1.5 – 1.6 раза выше, чем при движении охлаждаемой среды в трубном пространстве. Применение спирально-проволочного оребрения, состоящего из внутренней медной трубы  $\varnothing 18 \times 2$  мм и наружной нержавеющей трубы  $\varnothing 45 \times 2$  позволяет интенсифицировать процесс охлаждения вязкой жидкостей 1,2-1,4 раза по сравнению с гладкотрубными

### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$Nu_{пр}$  – приведенное число Нуссельта охлаждаемой среды;

$Pr$  – число Прандтля;

$K$  – коэффициент теплопередачи,  $Вт/м^2 \cdot K$ ;

$Re_{мг}$  – критерий Рейнольдса охлаждаемой среды;

$Re_{в}$  – критерий Рейнольдса охлаждающей воды;

Индексы:

$пр$  – приведенное значение;

$т$  – раствор.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Халисмаев И.Х., Агзамов Ш.К., и др. Эффективность использования воздушного охлаждения // International Scientific and Practical Conference «WORLDSCIENCE». №3(7). Vol 1, March 2016. 47-52 с.
2. Тепловые и гидравлические испытания маслоохладителя М-240. / Пермяков В.А., Белоусов М.П., Даниленкова Н.И. и др. – Тр.ЦКТИ, 1969г, вып. 94, с. 146 – 156.
3. Расчет и проектирование теплообменников вязкой жидкости с поверхностью из продольно-оребранных труб, РТМ 108.030.115-77/ -М.: НПО ЦКТИ, 1977г., - 36 с.
4. Dreitzer G.A. High – effective tubular heat exchangers // Aero space Heat Exchanger Technology 1993/ Ed. By R.K. Shah and Hashemi. Amsterdam: Elsevier, 1993. P. 581-610.
5. Дрейцер Г.А., Закиров С.Г., Агзамов Ш.К. Интенсификация теплообмена при конденсации пара на наружной поверхности вертикальных труб // Инженерно-физический журнал, 1984, Т.47, №2, с. 184-189.
6. Агзамов Ж.Ш., Мухиддинов Д.Н., Агзамов Ш.К. Интенсификация процесса осушки газов в теплообменниках в схеме низкотемпературной сепарации. Материалы VII- Российской национальной конференции по теплообмену. Москва, НИУ МЭИ, 22-26 октября 2018 года.
7. Пермяков В. А., Левин Е.С., Дивова Г.И. Теплообменники вязких жидкостей, применяемые на электростанциях, Л., Энергоатомиздат, 1983г. -176 с.
8. Бавев С.Ф. Судовые компактные теплообменные аппараты, -Л.; Судостроение, 1965,-240с.

С.В. Старинский<sup>1,2</sup>, Е.М. Старинская<sup>1</sup>, А.И. Сафонов<sup>1</sup>, М.М. Васильев<sup>1,2</sup>, Н.Б. Миськив<sup>1,2</sup>,  
Ю.П. Ли<sup>3</sup>, М.К. Лей<sup>3</sup>, В.В. Терехов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт Теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет,  
630073, Новосибирск, ул. Пирогова 2

<sup>3</sup>School of Materials Science and Engineering, Dalian University of Technology,  
116024, Dalian, China

## АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ПАДЕНИЯ КАПЕЛЬ ВОДЫ НА СУПЕРГИДРОФИЛЬНЫЕ И СУПЕРГИДРОФОБНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В технологических процессах столкновения капля с твердой стенкой могут быть как необходимыми (спрейное охлаждение, горение топлив, струйная печать, аддитивная технология, нанесение покрытий), так и нежелательными процессами (обледенение, биозагрязнение). В обоих случаях возникает интерес к возможности управления этим явлением. Одним из перспективных способов пассивного контроля является изменение свойств смачивания материала. Данная работа пополняет достаточно небольшой список публикаций [1–4], в которых приведено прямое сопоставлено взаимодействие капель воды с супергидрофобными и супергидрофильными поверхностями.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

#### 2.1. Синтез поверхностей с супергидрофильными и супергидрофобными свойствами

Исходный монокристаллический кремний обрабатывался наносекундным лазерным излучением в условиях формирования особой микротекстуры, обеспечивающей супергидрофильные свойства [5]. Затем обработанные поверхности покрывали фторполимерной пленкой различной толщины методом газо-фазного химического осаждения с активацией на горячем проволочном катализаторе [6]. Варьируя толщину покрытия фторполимера были получены покрытия с краевыми углами в диапазоне 0–170° [7].

#### 2.2. Наблюдения за динамикой падения капель

Был подготовлен экспериментальный стенд для анализа взаимодействия капель жидкости с нано/микро текстурированной поверхностью для различных чисел Вебера (Рис. 1). Скорость капли регулируется расстоянием от иглы капельного дозатора до исследуемой поверхности. Съёмные наконечники позволяют подготавливать капли размером от 0,2 до 5 мм. Стенд оснащен системой нагрева и обеспечивает равномерный прогрев поверхности вплоть до 400 °С. Видеофиксация растекания капли проводилась на частоте съёмки до 10000 кГц.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Модель базировалась на методе решеточных уравнений Больцмана с несколькими временами релаксации (MRT-LBM метод) [8,9]. Многофазная модель, как и механизм взаимодействия жидкости со структурированной поверхностью, описывалась с помощью псевдо-потенциального подхода. Многокомпонентная смесь (воздух-водяной пар\вода) моделировалась путем введения своей функции распределения для каждого компонента и, также, псевдо-потенциального описания взаимодействия между компонентами. Состояние системы вода\водяной пар рассчитывалось с помощью уравнения состояния Пенга-Робинсона (для тестовых расчетов также использовалось уравнение состояния Карнахана-Старлинга). Уравнение энергии решалось конечно-разностным методом.

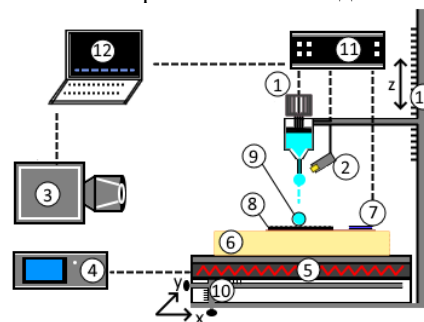


Рис.1. Схема экспериментального стенда для исследования взаимодействия капель жидкости с поверхностью. 1 – Капельный дозатор, 2 – Датчик срыва капли с иглы, 3 – Высокоскоростная видеокамера Phantom VEO 710, 4 – Терморегулятор Термодат 13К6, 5 – Нагреватель, 6 – Медная пластина, 7 – Датчик температуры подложки, 8 – Подложка, 9 – Капля жидкости, 10 – Механический трехкоординатный стол, 11 – Микроконтроллерный модуль, 12 – Компьютер.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.2 представлены экспериментальная и расчетная динамика растекания капли по супергидрофобной и супергидрофильной поверхностям для числа Вебера  $We = 3$ . Можно выделить несколько этапов. Первый – инерциальный (<4,8 мс на Рис.1), характеризуется равенством высоты жидкости  $H$  на подложках. Сразу после контакта капли с подложкой на поверхности распространяются капилляр-



ные волны, что приводит к деформации капли и образования пирамидальной структуры. Эта деформация идентична для обеих подложек. Форма нижней части капли, уже провазимодействовавшей с поверхностью, определяется ее свойствами, т.е. постепенное растекание по супергидрофильному материалу и образование диско-подобной структуры для супергидрофобного случая. После 5 мс до ~ 8 мс осуществляется режим вязкого растекания. Для гидрофильности мы видим постепенное растекание жидкости, а для гидрофобного случая наблюдается формирование торообразной структуры, т.е. центральная часть капли «утопает» относительно ее боков. После 8 мс для гидрофобного случая происходит возвратное течение, что приводит, спустя еще 7 мс, к отрыву капли от поверхности. У гидрофильного случая вода продолжает растекаться под действием капиллярных сил.

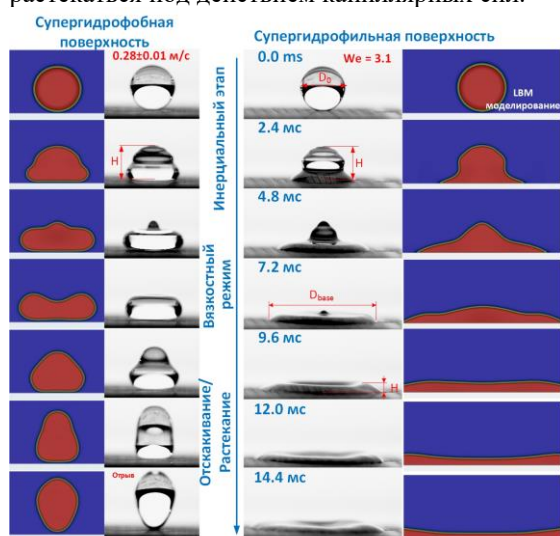


Рис.2. Динамика взаимодействия капли воды с супергидрофобной и супергидрофильной поверхностью. Сравнение расчета и эксперимента.

Замечено, что не зависимо от размера капли на инерциальном этапе динамика поведения высоты идентична для супергидрофобного и супергидрофильного случаев. Это позволяет ввести время  $t^*$ , соответствующее переходу от инерциального течения к вязкому, для обобщения полученных результатов (Рис.3).

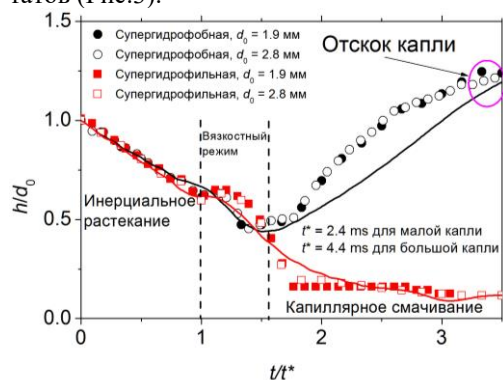


Рис. 3. Обобщение полученных расчетных (Сплошные линии) и экспериментальных данных. Квадраты – супергидрофобная поверхность, круги – супергидрофильная.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе впервые представлены результаты взаимодействия падающих капель воды с поверхностями с различным смачиванием, но идентичной морфологией на микро- и наноуровне, полученных при комбинировании лазерной обработки кремния и HW CVD нанесения фторполимерного покрытия. Показано, что до характерного времени  $t^*$  динамика изменения высоты капли не зависит от типа подложки, что позволяет обобщить полученные результаты для капель различного размера.

**Благодарности** Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта ГФЕН\_а № 21–52–53025.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liu X., Zhang X., Min J. Spreading of droplets impacting different wettable surfaces at a Weber number close to zero // Chem. Eng. Sci. 2019. Vol. 207. P. 495–503.
2. Wang F., Fang T. Retraction dynamics of water droplets after impacting upon solid surfaces from hydrophilic to superhydrophobic // Phys. Rev. Fluids., 2020. Vol. 5, № 3. P. 1–20.
3. Roy D. et al. Dynamics of droplet impingement on bioinspired surface : insights into spreading , anomalous stickiness and break-up. 2019.
4. Moon J.H., Cho M., Lee S.H. Dynamic wetting and heat transfer characteristics of a liquid droplet impinging on heated textured surfaces // Int. J. Heat Mass Transf., 2016. Vol. 97. P. 308–317.
5. Starinskiy S. V. et al. Formation of periodic superhydrophilic microstructures by infrared nanosecond laser processing of single-crystal silicon // Appl. Surf. Sci., 2020. Vol. 512. P. 145753.
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. 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, № 25. P. 255307.
8. d’Humières D. Multiple-relaxation-time lattice Boltzmann models in three dimensions // Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A Math. Phys. Eng. Sci. / ed. Coveney P. V. et al. 2002. Vol. 360, № 1792. P. 437–451.
9. Lallemand P., Luo L.-S. Theory of the lattice Boltzmann method: Dispersion, dissipation, isotropy, Galilean invariance, and stability // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 61, № 6. P. 6546–6562.

О.О. Мильман<sup>1</sup>, Б.А. Шифрин<sup>1</sup>, С.А. Зайцев<sup>2</sup>, А.Ю. Картуесова<sup>1</sup>, А.В. Птахин<sup>1</sup>,  
В.С. Крылов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ЗАО «НПВП «Гурбокон»,  
248010, Калуга, ул. Комсомольская роща, д.43

<sup>2</sup>ПАО «ОГК-2»,  
196140, Санкт-Петербург, Петербургское шоссе, д. 66, корпус 1, лит. А

## АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ВОЗДУХОЗАБОРНОГО ТРАКТА И ТРАКТА ОТРАБОТАВШИХ ГАЗОВ ГТУ ПАРОГАЗОВОЙ УСТАНОВКИ

### АННОТАЦИЯ

С использованием методов 3D - моделирования выполнен поиск путей снижения аэродинамического сопротивления воздухозаборного устройства энергетической ПГУ. Показано, что наибольший эффект достигается за счет увеличения ширины воздухоподводящего канала перед поворотом потока на вход в компрессор ГТУ. Положительный эффект по сопротивлению, хотя и меньший по величине, имеет место и при расширении канала по высоте. Эффективность предложенных мероприятий подтверждается продувками макетов, выполненных в уменьшенном масштабе, на специальном стенде. Обоснована экономическая целесообразность предложенной модернизации ВЗТ. По тракту уходящих газов ГТУ установлена изначально высокая эффективность существующей конструкции, при этом трудоемкость предложенных мероприятий, не оправдывается их относительно невысокой эффективностью и потому не была рекомендована к реализации.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени мощные парогазовые установки благодаря высокой энергоэффективности и хорошим экологическим характеристикам стали основным типом вновь вводимого в эксплуатацию энергетического оборудования на органическом топливе [1].

Высокие надежность работы и ресурс ГТУ достигаются в том числе за счет развитой системы подготовки циклового воздуха, включающей грубую и тонкую очистку от твердых загрязнений, от атмосферной влаги и снега, защиту от обледенения и ряд других функций. Конструкция воздухозаборного тракта (ВЗТ), помимо всего прочего, должна обеспечивать приемлемую неравномерность параметров воздуха, подводимого на вход компрессора ГТУ [2-4].

Многоплановость требований, предъявляемых к ВЗТ, практически неизбежно приводит к его повышенному аэродинамическому сопротивлению, представляющему серьезный резерв его совершенствования при модернизации.

Для тракта уходящих газов (УГ) ГТУ необходимо с максимальной эффективностью погасить высокоскоростную струю перед подачей газов к котел – утилизатор (КУ) ПГУ в пределах ограниченной протяженности. При этом на входе в котел необходимо также обеспечить максимальную рав-

номерность скоростей, отсутствие которой способно одновременно снизить его тепловую эффективность и повысить аэродинамическое сопротивление.

Сложный характер течения в этих устройствах потребовал комплексного применения для поиска путей их оптимизации методов 3D- моделирования и экспериментальными продувками макетов.

### 2. ЧИСЛЕННЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЧЕНИЙ В МОДЕЛЯХ ВЗТ

#### 2.1. Исходная конструкция и расчетная модель ВЗТ

На рис. 1 представлена геометрическая модель исходной конструкции ВЗТ. Забор воздуха из атмосферы производится в трех однотипных трехъярусных устройствах. Каждое из устройств включает погодные козырьки, отсекающие крупные капли атмосферных осадков, фильтры грубой и тонкой очистки и теплообменник подогрева воздуха. Воздух, поступающий из всех устройств, объединяется в единый проток и после поворота направляется в наклонный канал с расположенным внутри него шумоглушителем. После выхода из шумоглушителя канал сужается по ширине и затем, обтекая кожух вала генератора трансформируется в кольцевой поток на вход воздухозаборное устройство компрессора ГТУ.

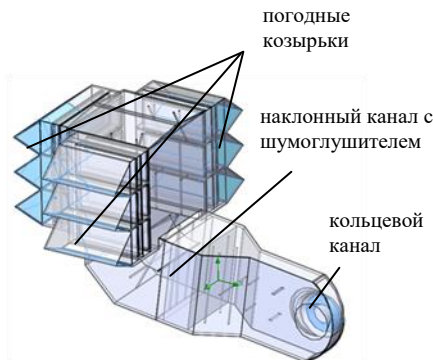


Рис. 1. Геометрическая модель ВЗТ

Расчетная модель ВЗТ, использованная в 3D-анализе течения, воспроизводила его фактические

геометрические размеры поверхностей без излишней детализации. В частности фильтры, теплообменные устройства и шумоглушитель, обладающие равномерно распределенным по площади поперечных сечений сопротивлением, были заменены моделями «пористая среда», причем их сопротивление задавалось, исходя из данных документации и специально выполненных измерений на станции.

Предварительный анализ характеристик и 3D-расчетов КВОУ показал, что на всех участках воздушного тракта вплоть до выхода из шумоглушителя средние скорости составляют достаточно малы, в связи с чем, все возможные мероприятия не могут иметь сколь-нибудь заметного эффекта. Возможное исключение представляет участок поворота потока перед шумоглушителем, расположенный в непосредственной близости после объединения потоков, выходящих из заборных устройств. Главный же объект, потенциально создающий повышенное сопротивление, – это канал зауженного сечения после шумоглушителя, из которого осуществляется сложное перестроение потока в кольцевой канал при одновременном его повороте на 90°.

## 2.2. Варианты модернизации ВЗТ и результаты их сравнительного численного анализа

Эффект от различных вариантов модернизации определялся сравнением результатов 3D-расчетов моделей исходной конструкции и конструкции, отличающейся от нее только вносимыми изменениями по каждому варианту отдельно. Такой подход нивелирует влияние тех или иных упрощений, так как они одинаковы в обеих моделях и не должны оказывать влияния на сравнительные характеристики. Верификация результатов расчета выполнялась на основе сравнения данных расчета и штатных измерений на натурном объекте.

В качестве основного критерия сравнения вариантов модернизации по эффективности была принята разность в потерях полного давления от входа в ВЗТ до выхода из него – входа в воздухозаборное устройство компрессора. Кроме того, принималась во внимание результирующая неравномерность поля скоростей на выходе из ВЗТ, как по величине, так и по направлению.

Расчеты, выполненные для варианта улучшения условий поворота потока к наклонному каналу, как и ожидалось, не выявили заметного снижения потерь давления, поэтому основное внимание было уделено модернизации наклонного канала, а также преобразованию потока, выходящего из него, в кольцевой.

В табл. 1 схематично представлены изменения, вносимые в модель конструкции для различных вариантов модернизации.

Вариант 1 преследовал целью снизить уровень скоростей в наклонном канале и, тем самым, улучшить условия формирования потока на входе в компрессор. Расчет показал, что это мероприятие позволяет снизить потери давления в ВЗТ на 161

Па.

Таблица 1. Варианты модернизации ВЗТ

Вариант	Схематическое изображение
Исходный вариант	
Вариант 1 Воздуховод с увеличенной шириной	
Вариант 2 Воздуховод с увеличенной шириной и ее уменьшением в зоне поворота	
Вариант 3 Воздуховод с исходной шириной расширением по высоте	

Вариант 2, близок к варианту 1, он отличается лишь переменной шириной канала в зоне преобразования в кольцевой поток. Вариант 2 возник вследствие желания облегчить доступ к генератору ПГУ. Его результат – снижение потерь давления по отношению к исходной конструкции на 157 Па, практически не отличается от первого.

Вариант 3 модернизации отличается тем, что снижение уровня скоростей в наклонном канале достигается увеличением его высоты при неизменной ширине. Это существенно сокращает затраты на модернизацию, так как не требует освобождения дополнительных объемов цехового пространства, занятого установленным оборудованием станции. Вариант 3 дал снижение потерь давления на 72 Па, то есть вдвое меньшее, чем первый или второй варианты. Поля скоростей в среднем продольном сечении, полученные в численных аэродинамических расчетах для исходного варианта и варианта №3 показаны на рис. 2 и 3.

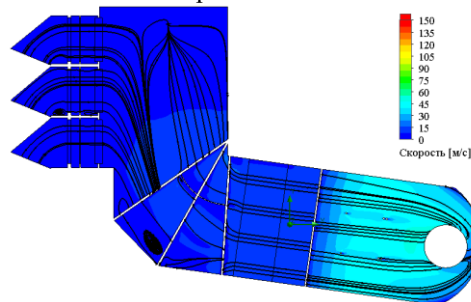


Рис.2. Поля скоростей в среднем продольном сечении для исходной конструкции ВЗТ

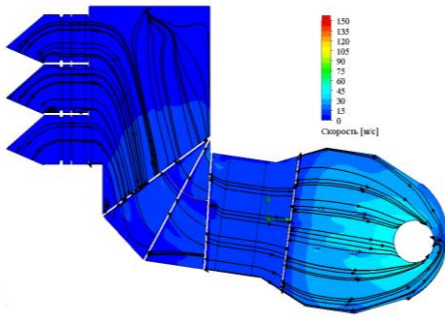


Рис.3. Поля скоростей в среднем продольном сечении для модернизированного варианта 3 ВЗТ

## 2.3 Экспериментальное исследование макетов

### ВЗТ на стенде

Полученные в результате 3D-расчетов результаты до реализации на натурном объекте необходимо было подтвердить экспериментально.

Для продувок использовались макеты, изготовленные в масштабе 1:20 по отношению к размерам натурного объекта. Наличие фильтров, теплообменника и шумоглушителя имитировалось установкой сеток и перфорированных пластин с эквивалентным сопротивлением.

Вентилятор был установлен «на просос» с забором воздуха в макет из атмосферы. Режим по расходу воздуха устанавливался с помощью регулирующей заслонки. В процессе испытаний измерялись давления по тракту и расход воздуха. Наиболее подробно (12 точек, равномерно распределенных по высоте кольца и по окружности) измерялось полное давление на выходе из макета. На заключительном этапе при продувке выбранного варианта модернизации число точек измерения полного давления было удвоено.

Продувкам подвергались как макет исходной конструкции, так и макеты модернизированных. Обработка результатов выполнялась по методике, базирующейся на теории газодинамического подобия.

Эффективность мероприятий оценивалась по снижению потерь давления в выходном сечении ВЗТ. Кроме того, для каждого варианта фиксировалась и оценивалась неравномерность поля полных давлений в этом сечении.

По результатам продувок подтверждено снижение потерь полного давления для всех исследованных вариантов модернизации по сравнению с исходным вариантом, причем в количественном выражении снижение потерь по эксперименту оказалось более глубоким, чем по расчету. Так для варианта 2 с с увеличенной шириной воздуховода и ее уменьшением в зоне поворота по эксперименту оно составило 397 Па вместо 181 Па по расчету.

Несмотря на некоторое расхождение расчетных и экспериментальных данных, необходимо отметить, что по эксперименту положительный эффект от предлагаемых мероприятий, оказался, как минимум, не ниже полученного по результатам расчета. В обоих случаях он обеспечивает заметный

прирост мощности и экономичности ГТУ, оправдывающий издержки по модернизации.

Как в эксперименте, так и при расчете в выходном сечении ВЗТ в периферийной зоне кольцевого канала обнаружен ряд точек существенно пониженного полного давления, предположительно свидетельствующий о наличии отрывных течений. Введение предложенных мероприятий уменьшает количество таких точек, что также свидетельствует об улучшении структуры потока на выходе из ВЗТ. В целом, как по расчету, так и по эксперименту увеличение площади поперечного сечения в выходной части наклонного канала уменьшает неравномерность поля полных давлений на входе в кольцевой канал подвода воздуха к компрессору ГТУ (даже без учета измерений в зонах аномально низкого полного давления), и улучшает его работу.

Демонтаж шумоглушительных устройств из ВЗТ остается неиспользованным резервом снижения сопротивления, однако он должен решаться в комплексе с введением альтернативных решений по гашению шума, например за счет усиления внешней изоляции воздуховода.

Подводя итоги, можно отметить, что реализация наиболее эффективных решений по снижению уровня аэродинамических потерь в воздухозаборном тракте в условиях действующей электростанции в значительной мере сдерживается необходимостью освобождения объемов пространства, уже занятого ее оборудованием. Поэтому эти рекомендации целесообразно иметь ввиду и использовать уже на этапе проектирования новых объектов энергетики.

## 3 ЧИСЛЕННЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГВТ

Газовоздушный тракт (ГВТ) – это многофункциональное устройство, предназначенное для обеспечения эффективного торможения потока УГ, генерации пара высокого, среднего и низкого давления в установленном в нем КУ за счет его тепла и удаления отработавших УГ в атмосферу.

3D-расчеты выполнены при следующих условиях: на входе в диффузор турбины заданными считались температура и массовый расход, на выходе из дымовой трубы – статическое давление, равное барометрическому. В расчете ГВТ, как и для ВЗТ использована модель турбулентности k-ε.

Распределенное по поперечному сечению и длине аэродинамическое сопротивление котла-утилизатора для расчета имитировалось свойствами, так называемых, пористых сред, гидравлические характеристики которых подбирались на основе эквивалентности данным реальным измерений.

В качестве критерия эффективности проверяемых мероприятий использовались суммарные потери полного давления от выхода из ГТУ до входа в КУ.

3D-расчет течения в модели ГВТ исходной кон-

струкции (рис.4) показал высокую эффективность процесса торможения в диффузорной системе вплоть до выхода в переходный газоход. Течение в переходном газоходе характеризуется отрывом от его верхнего (потолочного) обвода, образованием обширной малорасходной зоны, примыкающей к этому обводу, резким искажением направления потока при входе в котел-утилизатор. Проблемным представлялось и обтекание центрального тела в диффузоре ГТУ и течение в самом переходном к КУ газоходе, имеющем высокую степень расширения и эквивалентные углы раскрытия, явно и существенно превышающие оптимальные и создающем значительную неравномерность поля скоростей на входе в ГВТ.

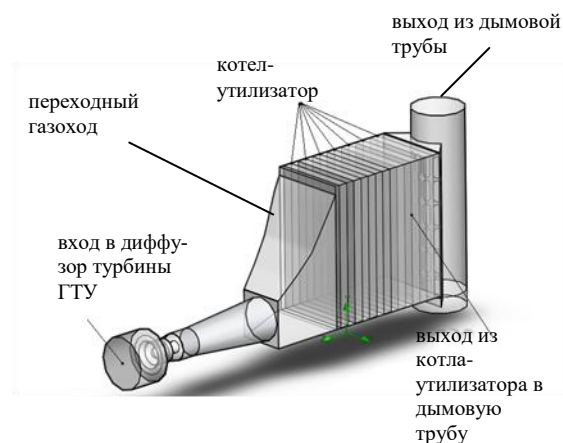


Рис.4. Вид модели КУ и граничные условия расчета

Анализ результатов расчета исходного варианта предопределил направления поиска мероприятий по уменьшению аэродинамического сопротивления в этой части ГВТ:

а) уменьшение неравномерности потока в переходном газоходе путем изменения его формы или подбора устройств, отклоняющих поток, выходящий из конического диффузора, в целях снижения его неравномерности на входе в котел-утилизатор;

б) уменьшение потерь в аэродинамическом следе за центральным телом кольцевого диффузора путем установки обтекателей;

в) изменение угла раскрытия конического диффузора с целью сокращения его длины при одновременном облагораживании формы переходного газохода на увеличенной длине, либо увеличения степени его расширения на фиксированной длине и уменьшения потерь с выходной скоростью.

г) удлиненный конический диффузор с косым срезом с целью уменьшения потерь на выходе из диффузора при одновременном уменьшении неравномерности на входе в котел-утилизатор.

Все исследованные мероприятия были направлены на устранение этих дефектов. Однако расчеты показали, что любые, казалось бы очевидные мероприятия, такие, как, например, изменение формы центрального тела диффузора на более обтекаемую, не только не приводили к улучшению структуры газового потока, но и вызывали появление

новых отрывных зон и, соответственно, приводили к повышению потерь давления в диффузорной системе.

Из всех исследованных вариантов лишь один из них дал хоть и незначительный, но все же положительный эффект в части снижения потерь полного давления.

Сравнительные результаты продувок макетов ГВТ, исходного и с мероприятиями подтвердил эффективность, установленную расчетом, однако вследствие незначительности снижения потерь полного давления и слабого влияния этого параметра на характеристики ГТУ от реализации данного мероприятия было рекомендовано воздержаться.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1 Численный анализ течений в воздухозаборном устройстве ПГУ выявил «узкие» места конструкции позволил разработать мероприятия, снижающие уровень аэродинамических потерь. Мероприятия проверены сравнительными результатами численных расчетов и подтверждены качественно результатами продувок на специально стенде.

2 Численный расчет модели исходной конструкции тракта уходящих газов выявил высокую эффективность процесса торможения газового потока, которая предопределила ограниченные возможности снижения потерь полного давления. Лишь одно из исследованных мероприятий дало незначительный положительный эффект, также подтвержденный результатами продувок, внедрение которого, однако, признано экономически нецелесообразным.

3 Результаты выполненной работы способны дать максимальный эффект при проектировании новых объектов энергетики, так как модернизация существующих в значительной мере ограничена необходимостью освобождения пространства, уже занятого оборудованием станции.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федосеев А.Ю. Повышение эффективности работы газотурбинного перекачивающего агрегата авиационного типа в межремонтный период. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Москва, 2019.
2. Михайлов В. Е. Создание высокоэффективных воздухозаборных трактов для энергетических газотурбинных и парогазовых установок Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук. Санкт-Петербург. 2009.
3. Галанцев Н.К. Современные конструкции КВОУ для газотурбинных установок. Турбины и дизели, июль-август 2014, С.46-49.
4. ГОСТ Р 55168-2012. Тракты воздухозаборные стационарных газотурбинных установок. Общие технические требования.

## ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТАНОВО-ВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА

### АННОТАЦИЯ

Дан анализ свойств метано-водородного топлива. Отмечено существенное снижение его теплотворной способности при отнесении к 1 м<sup>3</sup> смеси. Трубопроводный транспорт потребует дополнительные затраты мощности для передачи заданного энергетического потока, а эмиссия CO<sub>2</sub> уменьшается, но не пропорционально объёмной доли водорода. Использование водорода в схемах с перегревом пара на входе в турбину повышает экономичность ПТУ не так эффективно, как перегрев пара в составе парогенератора. Основной способ снижения CO<sub>2</sub> и путь совершенствования теплоэнергетики - повышение эффективности, внедрение энергосбережения, когенерации, тригенерации.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Важнейшее направление совершенствования экологических параметров отечественной промышленности обозначено решениями Правительства Российской Федерации и Законом от 01.06.2021 № 296 ФЗ, а также документами, направленными на их реализацию.

Одно из направлений работ в этом плане – производство, транспортировка и использование экологически чистого водородного топлива, как средства уменьшения эмиссии диоксида углерода в окружающую среду. Первые отечественные разработки в этом плане можно отнести к 80-м годам прошлого века [1]. Привлекательным в этом плане представляется использование водорода произведенного на основании пароводяной конверсии природного газа [2-4] в смеси с природным газом для трубопроводного транспорта его внутри России и за рубежом.

Рассмотрим в этом плане эффективность технологической цепочки производство – транспорт – использование метано-водородной смеси на электростанциях, с привлечением данных.

### 2. МЕТАНО-ВОДОРОДНАЯ СМЕСЬ КАК ТОПЛИВО

В табл. 1 приведены характеристики высшей теплотворной способности некоторых углеводородов при давлении 1 бар и температуре 0°С.

Из табл. 1 следует, что замещение части объёма природного газа водородом приведет к заметному снижению тепловой энергии, заключенной в одном кубометре топлива.

Таблица 1 – Характеристики углеводородов

Газ	Плотность, кг/м <sup>3</sup>	$Q_B^p, \frac{МДж}{кг}$	$Q_H^p, \frac{МДж}{м^3}$
Водород	0,083	141,9	11,80
Метан	0,66	55,6	36,7
Пропан	1,85	50,37	93,2

На рис. 1 приведена зависимость высшей теплотворной способности смеси водорода с природным газом (условно принято 97 % метана и 3 % пропана) от объёмной доли водорода. Здесь же представлены выбросы CO<sub>2</sub> при полном сгорании смеси.

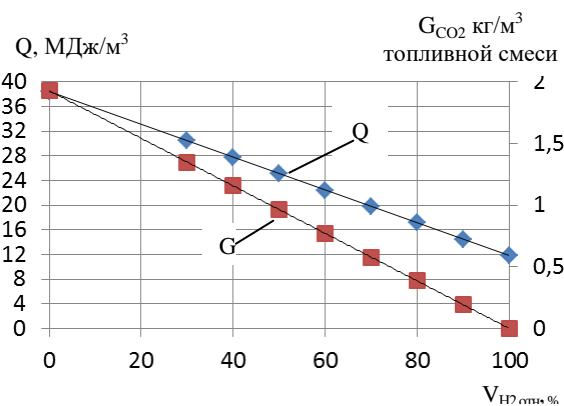


Рис. 1. Зависимость теплотворной способности метано-водородного топлива и выбросов CO<sub>2</sub> от объёмной доли водорода.

Таким образом, при перспективном соотношении водород – газ 30%/70% теплотворная способность топлива уменьшится в  $k_w=1,26$  раза, т.е. для реализации теплового процесса во столько же увеличится объём поставляемого топлива и скорость потока в трубе.

### 3. ЭМИССИЯ ОКСИДА УГЛЕРОДА

Водородное топливо обладает безусловным достоинством: нет выбросов CO<sub>2</sub>, тогда как все углеводороды дают углеродный след. Элементарный расчет дает следующие результаты по выбросу CO<sub>2</sub> на 1 МДж тепловой энергии:

- уголь 0,122 кг/МДж;
- метан 0,05 кг/МДж;
- пропан 0,06 кг/МДж.

Присутствие водорода в смеси уменьшает выбросы CO<sub>2</sub>, но из-за роста необходимого расхода топлива в расчете на 1 МДж тепла этот эффект заметно снижается. Это положение иллюстрирует рис. 2.

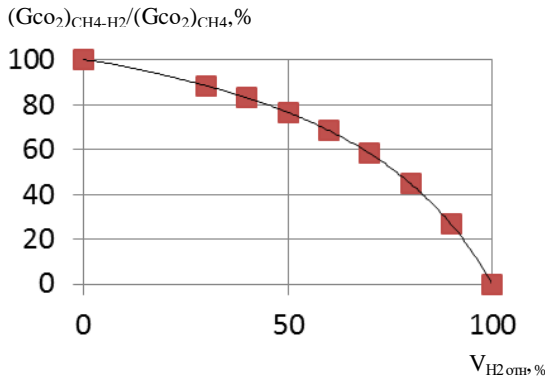


Рис. 2. Снижение выбросов  $CO_2$  в расчете на 1 МДж тепла топлива при увеличении объемной доли водорода в нем.

Из рассмотрения рис. 2 следует; например, что при объемной доле водорода 30 % уменьшение эмиссии  $CO_2$  (с учётом необходимого увеличения объёмного расхода топлива) составит лишь ~12 %.

#### 4. ТРУБОПРОВОДНЫЙ ТРАНСПОРТ МЕТАН-ВОДОРОДНОЙ СМЕСИ

В отличие от природного газа с плотностью в нормальных условиях  $\rho_f=0,7 \text{ кг/м}^3$  смесь с водородом существенно легче. Например, при объемной концентрации водорода 30 % плотность смеси  $\rho_{см}$  окажется меньше в  $k_p=1,36$  раза.

При этом объёмный расход и следовательно, скорость перекачки газа, для достижения заданного энергетического потока необходимо увеличить в  $k_w=1,26$  раза, при этом массовый расход снижается в 1,08 раза.

Тогда, пренебрегая зависимостью коэффициента трения от числа Рейнольдса при движении в трубе, можно утверждать, что относительные потери давления на транспорт (и напор нагнетателей) изменяются в отношении

$$\Delta \bar{p} = \frac{k_w^2}{k_p} = \frac{1,26^2}{1,36} = 1,17.$$

Работа сжатия единицы массы смеси водорода с природным газом с учетом необходимого повышения напора увеличивается в ~1,6 раза, потребляемая мощность для обеспечения заданного энергопотока – в  $\bar{N} \sim 1,5$  раза. Использование существующих нагнетателей будет не возможным, либо уменьшит энергопоток по трубопроводу.

#### 5. ВЗРЫВО- И ПОЖАРООПАСНОСТЬ МЕТАНОВО-ВОДОРОДНОЙ СМЕСИ

Этот вопрос практически не изучен, и анализ взрывоопасности – одна из важных составляющих дальнейших работ. В качестве методической базы здесь можно использовать разработки, выполненные для атомной промышленности [5]. Для смеси водород, воздух и водяной пар области возгорания (В), детонации (Д) и их границы представлены в

виде треугольника, по сторонам которого нанесена концентрация трех компонентов: водород, воздух и водяной пар.

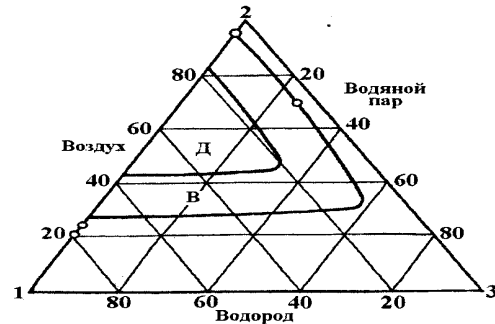


Рис. 3. Пределы воспламеняемости смесей водород-воздух-пар: 1-100% водорода, 2-100% воздуха, 3-100% пара, Д – пределы детонации, В – пределы возгорания.

С учетом того, что метан по теплоемкости и молекулярной массе близок к водяному пару, с большой осторожностью можно предположить, что зоны детонации и возгорания не сдвигаются вверх и влево, т.е. при концентрации водорода более 5-7% возможно возгорание, а при более 20% - взрыв.

Экспериментальные измерения процесса позволят уточнить положение границ, которые на рис. 3 могут сдвигаться вниз и вправо.

#### 6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОДОРОДА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЦИКЛА ПАРОСИЛОВОЙ УСТАНОВКИ

Эти идеи были высказаны в восьмидесятые годы XX столетия Э.Э. Шпильрайном и С.П. Малышенко (рис. 4). Здесь водород и кислород сжигается в водяном паре после котла и повышает начальную температуру и эффективность цикла паросиловой установки.

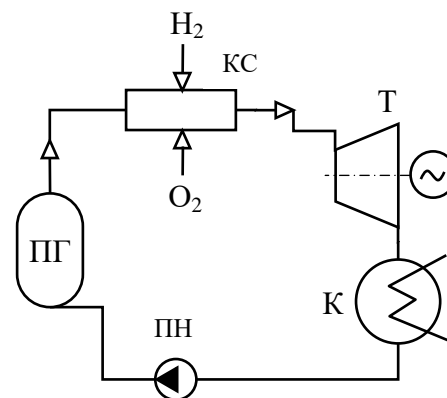


Рис. 4. Цикл паросиловой установки с водородным перегревом пара: ПГ – парогенератор; КС – камера сгорания; Т – турбина, К – конденсатор, ПН – питательный насос.

Реализация цикла с водородным перегревом пара имеет особенность, которая представлена на рис. 5 при температуре пара за парогенератором  $600^\circ\text{C}$  и начальной температуре цикла  $1500^\circ\text{C}$ .

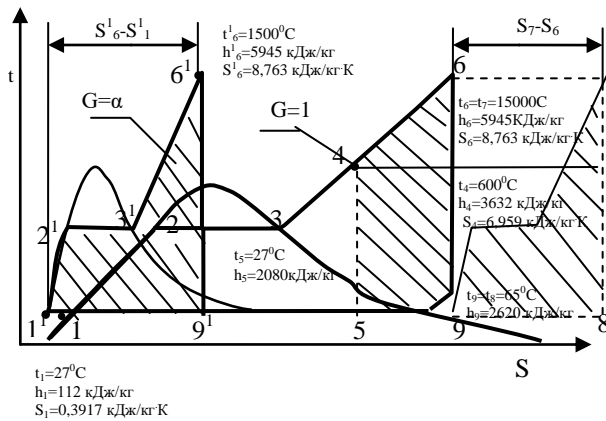


Рис. 5. К расчету эффективности водородной надстройки  $P_0 = 9$  МПа,  $T_0 = 1500^\circ\text{C}$

Продукты сгорания дополнительного цикла  $G=\alpha$  образованы из водорода и кислорода, который не участвует в основном потоке  $G=1$ , где существенную роль в повышении КПД играет система регенерации. Чем больше доля продуктов сгорания  $\text{H}_2 - \text{O}_2$ , тем заметнее роль этого дополнительного цикла. Иными словами, с ростом температуры КПД растет, но не так быстро, как это указано в [1].

## 7. МАСШТАБЫ И ПЕРСПЕКТИВА ТРАНСПОРТА МЕТАНОВО-ВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА

По данным IEA [6] в мире насчитывается ок. 3 миллионов километров трубопроводов для транспорта природного газа и 400 млрд кубометров подземных хранилищ. Эта структура может быть частично использована для транспортировки и хранения водорода. Степень подмешивания водорода к газу в разных странах ограничена по-разному: во Франции – предел составляет 6 %, Австрия и Испания 4÷6 %, Великобритания – 0,5 %. Пилотный проект HyDerboу (Киль, Великобритания) предусматривает транспорт до 20 % водорода по объёму. По проекту ARena (Австрия) в трубопроводной сети – будет 10 % водорода. Все эти проекты пока рассчитаны на небольшие объёмы поставок и направлены на накопление опыта эксплуатации систем транспорта газовой смеси.

Что касается газовых хранилищ, то здесь также присутствует проблема разделения компонентов водород – метан – тяжелые фракции по вертикали. Это требует дополнительных средств контроля и управления процессом зарядки – разрядки хранилища.

Тем не менее, в ближайшие годы тенденции использования газовых смесей будут нарастать. Вероятное направление их активности в этом плане – транспорт, доля которого в выбросах  $\text{CO}_2$  сопоставима с энергетикой.

Что касается тепловой электрогенерации, то широкое внедрение водорода здесь представляется достаточно сложным, тогда как есть пути реального и эффективного понижения выбросов  $\text{CO}_2$ : повышение эффективности энергоустановок, широкое внедрение энергосбережения, а также когене-

рации и, может быть, тригенерации.

И, конечно, атомная энергетика обеспечивает чистую генерацию в пределах своей локации и не имеет выбросов  $\text{CO}_2$ .

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Водородное топливо в чистом виде (без учета его происхождения) характеризуется экологической нейтральностью, но при этом теплота сгорания, отнесенная к единице объёма, у него в 3,5 раза меньше, чем у природного газа.
2. Эмиссия  $\text{CO}_2$  смеси водород – природный газ снижается, но не пропорционально объёмной доле водорода. Например, при доле  $\text{H}_2$  30 % уменьшение эмиссии составит 12 % при одинаковом энергетическом потенциале смеси.
3. Из-за снижения теплоты сгорания одного кубометра смеси метан – водород для обеспечения заданного потока тепловой энергии объём перекачиваемой смеси возрастает. При объёмной доли водорода 30 % расход смеси надо увеличить в 1,26 раза по сравнению с природным газом, при этом потребляемая мощность на перекачку возрастает в 1,5 раза.
4. Необходимо развернуть работы по оценке взрывоопасности смеси водород – природный газ и её влияния на материалы и арматуру трубопроводов.
5. В сложившейся ситуации положительный эффект по снижению эмиссии  $\text{CO}_2$  в теплоэнергетике может быть обеспечен совершенствованием энергооборудования ТЭС и котельных, широким внедрением средств теплоутилизации и энергосбережения и акцентом на когенерацию, тогда как водородная энергетика может активно внедряться на транспорте и, возможно, в быту.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шпильрайн Э.Э., Малышенко С.П., Кулешов Г.Г. Введение в водородную энергетику, М., Энергоатомиздат, 1984.
2. Аксютин О.Е., Ишков А.Г., Романов К.В., др. Потенциал метано-водородного топлива в условиях перехода к низкоуглеродной экономике, Газовая промышленность, спецвыпуск, № 18750, 2017, с. 82-85.
3. Казарян В.А., Хлопцов В.Г., Михаленко В.А., Спеляревский А.Я. Концепция создания крупномасштабных систем производства и распределения метано-водородного топлива как эффективного альтернативного энергоносителя, Газовая промышленность, 2018, № 11, с. 114-119 (ГТУ).
4. Аксютин О.Е., Ишков А.Г., Романов К.В., Тетерев А.В. Метан, водород, углерод: новые рынки, новые возможности, Нефтяная вертикаль, 2021, № 2, с. 40-46.
5. Кириллов П.А. Справочник по теплогидравлическим расчетам в ядерной энергетике, т. 3, М., ИздАТ, 2014.
6. Эл. ресурс <https://www.hse.ru>, 2020/06/1011149860611 Готовы ли российские производители к эре водородной энергетики?



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОГО РЕГАЗИФИКАТОРА СПГ ДЛЯ ТЭС

### АННОТАЦИЯ

Приведены результаты экспериментов по использованию воды с температурой 25 - 35°C для регазификации сжиженного газа, в качестве которого используется жидкий азот. Изготовлен экспериментальный стенд, с выделенной зоной кипения и перегрева газа. Проведен эксперимент по определению коэффициента теплопередачи при кипении и перегреве азота. Полученные результаты можно использовать для проектирования устройств регазификации СПГ на ТЭС.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сжиженный природный газ (СПГ) используется в качестве основного топлива в населённых пунктах, не имеющих доступа к трубопроводному газу. В настоящее время прорабатывается идея замены мазута как резервного топлива на ТЭЦ на СПГ, который можно производить на самих станциях. В качестве регазификаторов могут быть использованы устройства, использующие в качестве греющей среды оборотную воду ТЭЦ. Для отработки технических решений по теплообменным аппаратам подобного типа был разработан опытный образец утилизационного регазификатора сжиженного газа (УРСГ). Полученные в результате его исследований зависимости коэффициентов теплопередачи от расходов теплоносителей будут использованы при проектировании полноразмерных УРСГ, предназначенных для эксплуатации на ТЭЦ.

### 2. ОПЫТНЫЙ ОБРАЗЕЦ УРСГ

Эксперименты по регазификации из соображений безопасности моделировались на жидком азоте, теплофизические свойства которого близки к свойствам метана, а сам азот при этом негорюч.

Опытный образец утилизационного регазификатора сжиженного газа (УРСГ) (рисунок 1) состоит из двух теплообменных змеевиков зоны кипения жидкого азота и зоны перегрева газообразного азота 20x2,0 мм из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Зоны кипения имеют независимые подводы рабочей среды и работают попеременно. Оба независимых змеевика зоны кипения подают кипящий азот в коллектор, снабжённый датчиками температуры и давления среды. Из коллектора газообразный азот поступает в зону перегрева одновременно по двум теплообменным змеевикам диаметром 20x2,0 мм.

Теплообменные змеевики зоны кипения и перегрева азота с объединяющим их и сливным коллек-

тором установлены в корпус, изготовленный в форме прямоугольной рамы из швеллера нержавеющей стали AISI 304 50x25x3x3 мм с прозрачными стенками из оргстекла, обеспечивающими визуальный контроль исследуемого процесса. Патрубки подвода и отвода азота выведены в торцы стенок корпуса. Корпус теплообменного аппарата разделен вертикальными перегородками на три области: первая и вторая представляют собой независимые зоны кипения, а третья - общую зону перегрева. Над каждой зоной расположен патрубок подвода воды, изготовленный из трубы 57x3,0 12Х18Н10Т. В каждом из трех патрубков выполнено по 20 отверстий Ø 2 мм, предназначенных для орошения водой теплообменных змеевиков с целью испарения и дальнейшего перегрева движущегося внутри них азота. Фотографии работающего опытного образца УРСГ представлены на рисунках 2-3.

В нижней части установки расположен бак для слива воды и скапливающегося конденсата. Бак разделен вертикальными перегородками на 3 зоны, соответствующие трем зонам корпуса, что позволяет получать характеристики для каждой из зон регазификатора по отдельности. В днище короба предусмотрены 3 штуцера, конструкция которых обеспечивает стабильный уровень воды в баке и перелив в накопительный бак стенда. Каждый штуцер снабжен рассекателем для исключения застойных явлений.

### 3. СТЕНД ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ОПЫТНОГО ОБРАЗЦА УРСГ

Принципиальная схема стенда для испытаний УРСГ представлена на рисунке 2. Жидкий азот хранится в криобаке 2 и подаётся в регазификатор 1. Регазификация жидкого азота осуществляется за счёт орошения труб с жидким азотом водой, подаваемой из водяных коллекторов. Греющая вода с температурой  $t_{1в}$  и давлением  $p_{1в}$  откачивается насосом из бака запаса воды с размещённым внутри электронагревателем 3 мощностью 12 кВт, где её температура поддерживается регулятором на заданном уровне. Вода насосом 5 через фильтр 4 раздается в коллекторы с отверстиями для орошения зоны перегрева и зоны кипения регазификатора. Для обеспечения равного расхода воды на каждую из трёх зон установлены дроссели, выравнивающие сопротивление линий между собой. Для предот-

вращения загрязнения раздаточных отверстий в коллекторах на линиях подачи воды установлен фильтр. Регазификатор разделён на зону кипения и зону перегрева регазифицированного азота. При этом в зоне кипения коэффициент теплоотдачи от кипящего азота на два порядка выше, чем коэффициент теплоотдачи от газообразного азота в зоне перегрева. В связи с тем, что на расчётном режиме работы стенда кипение азота происходит при температуре  $-190\text{ }^{\circ}\text{C}$ , а коэффициент теплоотдачи со стороны кипящего азота очень высок, температура наружной поверхности трубы в этой зоне оказывается существенно ниже  $0^{\circ}\text{C}$ . По этой причине на поверхности теплообменной трубы постепенно намерзает греющая вода, образуя слой льда, ухудшающий теплопередачу со стороны воды. Для непрерывной работы зона кипения выполнена из двух

одинаковых змеевиков, подача жидкого азота на которые осуществляется поочерёдно путём переключения запорных клапанов, а греющей воды – одновременно. За счёт попеременной работы змеевиков зоны кипения слой льда на неработающем змеевике уменьшается, в то время как на работающем змеевике намерзает новый слой льда. После полного испарения азот подаётся в зону перегрева, которая имеет значительно большую площадь по сравнению с зоной кипения и практически не подвержена риску обмерзания теплообменных труб. Полученный газообразный азот с параметрами  $t_{2N_2}$ ;  $P_{2N_2}$  проходит через расходомерную диафрагму  $\Delta P_4$  и сбрасывается в атмосферу. Греющая вода, стекающая со змеевиков регазификатора, собирается в поддоне и удаляется в бак запаса воды 3.

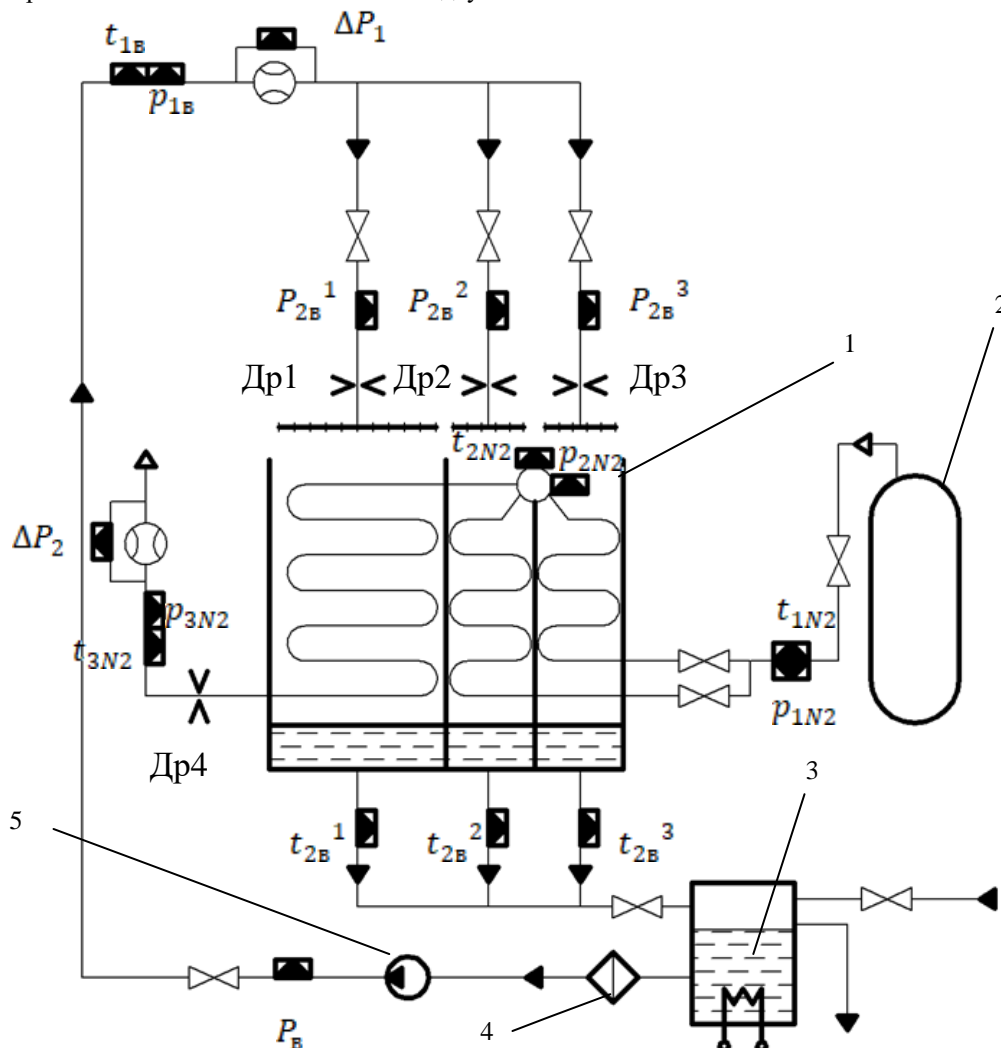


Рис. 1. Схема экспериментального стенда для испытания опытного образца УРСГ: 1 – опытный образец УРСГ; 2 – криобак; 3 – бак запаса воды; 4 – фильтр; 5 – насос с частотным преобразователем

#### 4. МЕТОДИКА ПОДГОТОВКИ И ПРОВЕДЕНИЯ ИСПЫТАНИЙ

До проведения испытаний была выполнена промывка контура воды и введение ПАВ. Это позволило чтобы обеспечить плёночное течение водяных

струй по поверхности теплообменных труб в зоне кипения и перегрева. Также был выполнен контроль равномерности распределения греющей воды между тремя зонами опытного образца по равенству давлений греющей воды перед дросселями Др1, Др2 и Др3 (см. рис.1).

Перед основными испытаниями произведена тарировка расходомерной диафрагмы контура греющей воды, а также определен максимально возможный фактический расход через неё.

## 5. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Теплофизические свойства азота определялись по [1].

Расчёт расхода греющей воды выполнялся по результатам тарировки расходомерной диафрагмы, выполненной в рамках пуско-наладочных испытаний стенда.

Расчёт диафрагмы для измерения расхода азота производился по РД 50-411-83.

Для расчёта коэффициентов теплопередачи зон кипения и перегрева использовались тепловые мощности для соответствующих зон, рассчитанные по параметрам азота.

По воде расчёт не производился по причине того, что часть воды намораживается на теплообменной поверхности, в результате чего не попадает в слив и не влияет на температуру сливающейся воды, что ведёт к значительной ошибке.

Поскольку реально в теплообмене практически не участвуют поворотные участки теплообменных труб ввиду слабого орошения и покрытия толстой коркой льда, дополнительно была выполнена оценка коэффициентов теплопередачи, отнесенных к площади только горизонтальных участков теплооб-

менных труб.

## 6. РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

Теплофизические свойства азота определялись по [1].

Измеренные параметры в ходе испытаний представлены в таблице 1.

По полученным данным были построены зависимости коэффициентов теплопередачи для зоны кипения и зоны перегрева от расхода греющей среды (вода) и от расхода регазифицируемой среды (жидкий азот), приведенные к площади горизонтальных участков теплообменной поверхности (рисунки 2-5). Расчет коэффициентов теплопередачи в зоне кипения затруднен, так как граница окончания кипения подвижна. Она зависит при прочих равных условиях от намерзания льда на части поверхности, особенно в районе входа жидкого азота.

В тоже время поверхность зоны кипения на порядок меньше зоны перегрева и перемещения границы практически не влияет на режим перегрева.

Приведенные значения  $K$  в зоне кипения иллюстрируют относительный характер изменения этих показателей в зависимости от расхода воды и азота.

Поскольку зона кипения, судя по характеру намерзания льда, занимает 15-25% поверхности теплообменника, реальный коэффициент теплопередачи в зоне кипения составляет 900...1300 Вт/(м<sup>2</sup>·К)

Таблица 1. Измеренные параметры

№	t2в1	t2в2	t2в3	t1n2	t2n2	t1в	t3n2	dP1	P2n2	dP2	P3n2	P1в	P1n2
Номер режима	Температура воды на выходе из зоны перегрева	Температура воды на выходе из 2 зоны кипения	Температура воды на выходе из 1 зоны кипения	Температура азота на входе в регазификатор	Температура азота в коллекторе зоны кипения	Температура воды на входе в регазификатор	Температура азота на выходе из регазификатора	Перепад давления на расходе воды G1	Давление азота в коллекторе зоны кипения	Перепад давления на расходе азота G2	Давление азота на выходе из регазификатора	Давление воды на входе в регазификатор	Давление азота на входе в регазификатор
	°С	°С	°С	°С	°С	°С	°С	кПа	кПа(абс)	кПа	кПа(изб)	кПа(изб)	кПа(абс)
1	27,00	28,85	32,95	-186,03	-156,32	34,15	20,85	20,58	168,61	26,99	6,38	33,36	171,80
2	26,23	26,47	29,56	-186,81	-126,73	30,71	20,34	41,70	152,60	20,40	6,41	66,87	155,85
3	24,35	29,63	26,75	-185,01	-162,75	30,77	16,39	41,69	186,16	34,59	15,21	66,89	187,96
4	23,83	29,82	26,85	-185,56	-181,74	30,66	13,08	32,00	177,63	30,33	15,13	51,34	178,02
5	20,49	29,06	24,98	-184,99	-182,51	30,36	10,09	21,69	188,55	34,95	14,88	34,94	189,10
6	16,40	28,47	22,95	-185,54	-183,34	30,69	8,01	7,97	177,69	30,14	14,59	12,99	177,45
7	13,62	27,92	20,89	-186,09	-183,79	30,97	3,58	2,01	169,61	26,81	14,35	3,34	169,87
50-1	30,64	44,56	36,28	-185,03	-177,68	48,75	24,85	4,04	186,45	34,36	14,94	6,63	188,49
50-2	31,78	46,39	39,80	-185,04	-182,68	50,22	25,98	7,69	187,27	34,45	15,14	12,42	188,37
50-3	37,98	47,71	42,16	-185,07	-183,20	50,11	27,68	19,97	184,55	33,07	15,41	31,68	185,40

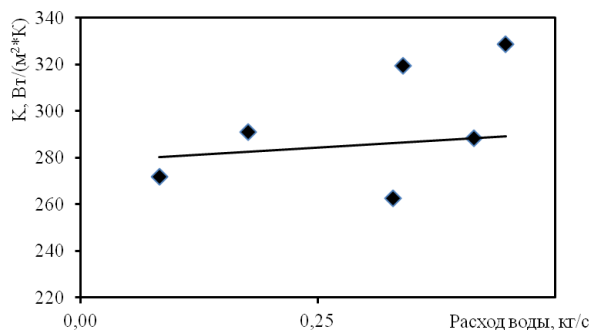


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплопередачи зоны кипения от расхода греющей воды

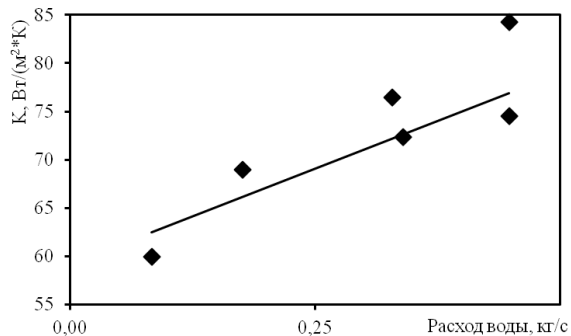


Рис. 3. Зависимость коэффициента теплопередачи зоны перегрева от расхода греющей воды

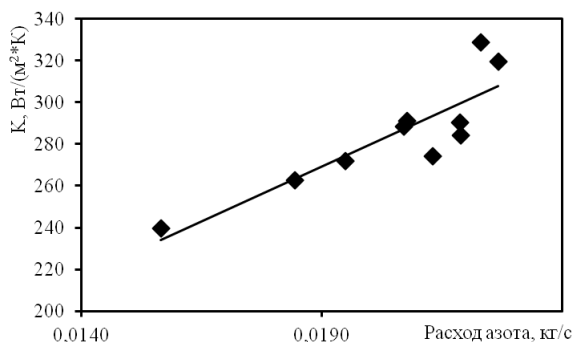


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплопередачи зоны кипения от расхода азота

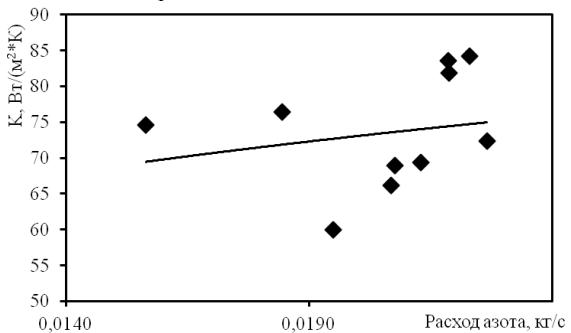


Рис. 5. Зависимость коэффициента теплопередачи зоны перегрева от расхода азота

При проектировании стенда расчёт поверхности теплообмена выполнялся по [2] и [3] со стороны азота, а коэффициент теплоотдачи со стороны воды при орошении ей горизонтальных труб опытного образца УРСГ – по [4].

Стоит заметить, что проектное значение коэффициента теплопередачи для зоны кипения соста-

вило порядка  $1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ , что хорошо согласуется с полученными данными.

Для зоны перегрева проектное значение коэффициента теплопередачи составило  $100 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ . Полученные в опытах значения оказались на 15...25% ниже проектных. Это вызвано неравномерностью орошения теплообменных труб греющей водой, в связи с чем часть труб плохо омывалась и обмерзала, фактически исключаясь из процесса теплообмена

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная конструкция экспериментального образца утилизационного регазификатора сжиженного газа позволяет осуществлять испарение жидкого азота с расходом до  $82 \text{ кг}/\text{ч}$ .

В результате испытаний получены коэффициент теплопередачи в зоне перегрева  $60...80 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$ .

Номинальный расход греющей воды  $1500 \text{ кг}/\text{ч}$  ( $1000 \text{ кг}/\text{ч}$  с учётом того, что работала только одна зона кипения и зона перегрева, в то время как расход воды распределялся равномерно по трём зонам) обеспечивает температуру азота на выходе из опытного образца УРСГ не менее плюс  $10^\circ\text{C}$ .

Повышение температуры греющей воды на  $20^\circ\text{C}$  (с плюс  $30^\circ\text{C}$  до плюс  $50^\circ\text{C}$ ) привело к повышению температуры азота на выходе из УРСГ на те же  $\sim 20^\circ\text{C}$ .

Научные исследования проведены при финансовой поддержке государства в лице Российского научного фонда, Грант РНФ № 22-19-00311.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lemmon E. W. et al.** Thermodynamic properties of air and mixtures of nitrogen, argon, and oxygen from 60 to 2000 K at pressures to 2000 MPa //Journal of physical and chemical reference data. – 2000. – Т. 29. – №. 3. – С. 331-385.
2. **Михеев М. А., Михеева И. М.** Основы теплопередачи. – Изд. Дом "Бастет", 2010.
3. **Солодов А. П.** Теплообмен в энергетических установках. Электронный курс //НМТ-eBook\_2009/index. htm.
4. **Холодильная техника.** Энциклопедический справочник, книга 1 под редакцией Ш. Н. Кобулашвили, Госторгиздат, 1960 г.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА В МЕТАЛЛОГИДРИДНЫХ СИСТЕМАХ ХРАНЕНИЯ ВОДОРОДА С ВОЗДУШНЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день Правительством Российской Федерации принято распоряжение, утверждающее концепцию развития водородной энергетики в Российской Федерации [1]. Интерметаллические соединения (ИМС) могут быть использованы для организации технически и экономически эффективного хранения водорода. Процесс поглощения водорода ИМС сопровождается выделением значительного количества тепла, а организация эффективного теплоотвода является основной проблемой для подобного рода систем, лимитирующих их производительность. В данной работе рассматривается возможность использования пассивной системы воздушного охлаждения для термостабилизации металлгидридной засыпки.

### 2. ОПИСАНИЕ ЗАДАЧИ

#### 2.1. Постановка задачи

В работе исследуется горизонтальный цилиндрический металлгидридный реактор, объем которого заполнен на 60% сплавом  $\text{LaNi}_5$  (рис.1). Радиус реактора составляет 12.5 мм, толщина стенки – 1.5 мм. Выделяющееся в процессе сорбции водорода тепло отводилось за счет свободной конвекции воздуха вокруг нагретой внешней стенки реактора.



Рис.1 – Металлогидридная система без оребрения.

На рис. 2 представлена схема реактора с внешним кольцевым оребрением, предназначенным для интенсификации процесса отвода тепла от стенки реактора. Радиус и толщина реактора, а также объем засыпки соответствует реактору без оребрения. В работе рассматривались два варианта оребрения, подбор параметров которых был выбран на основе предварительных расчетов (см. п. 3). В первом варианте высота ребра составляла 60 мм, а зазор между

ребрами – 24 мм. Во втором случае высота ребра составляла 87.5 мм, а зазор между ребрами – 18 мм. Для обоих случаев толщина ребра составляла 1 мм. Данные параметры соответствовали коэффициенту оребрения 17.5 и 42.8. Коэффициент оребрения – отношение площади оребренной поверхности к площади неоребренной поверхности.

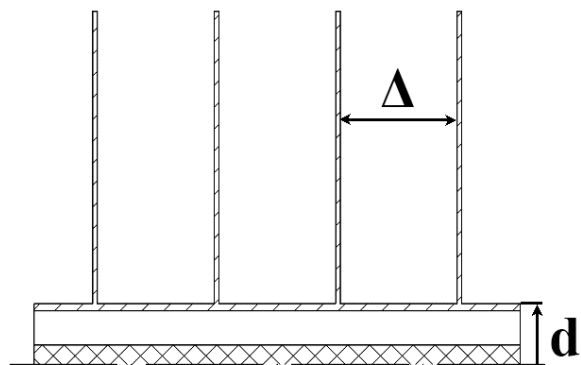


Рис.2 – Металлогидридная система с оребрением.  $\Delta$  – зазор между ребрами,  $d$  – внешний диаметр реактора.

#### 2.2. Математическое описание

Для металлгидрида использовалась упрощенная математическая модель [2]. Математическое описание процессов в металлгидридной засыпке включало в себя уравнение сохранения массы (1) и энергии (2) для твердой фазы:

$$(1 - \varepsilon_{MH})\rho_{MH} \frac{d\bar{X}}{dt} = \frac{M_{MH}}{M_H} \dot{m}, \quad (1)$$

$$(\rho C_p)_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla[\lambda_{eff} \nabla T] + \dot{m} \Delta H, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_{MH}$  – пористость,  $\rho_{MH}$  – плотность металлгидрида,  $\bar{X}$  – доля сплава, насыщенного водородом,  $t$  – время (с),  $M_{MH}$  – молекулярная масса металлгидрида (кг/моль),  $M_H$  – молекулярная масса атомарного водорода (кг/моль),  $\dot{m}$  – объемная мощность источника массы водорода (кг/(м<sup>3</sup>с)),  $(\rho C_p)_{eff}$  – эффективная объемная теплоемкость твердой фазы (Дж/(м<sup>3</sup>·К)),  $T$  – температура фазы (К),  $\lambda_{eff}$  – эффективная теплопроводность фазы (Вт/(м·К)),  $\Delta H$  – теплота реакции (Дж/кг).

Эффективная теплопроводность металлгидридной засыпки была рассчитана с использованием подхода из работы [3].

Для определения массового расхода источника водорода на единицу объема при сорбции/десорбции была использована модель для сплава типа  $\text{LaNi}_5$  [4].

Для металлической стенки и ребер использовались такие же уравнения, как для засыпки, но с нулевым источником водорода, пористостью равной нулю и свойствами стали.

Для описания свободной конвекции вокруг реактора использовалась следующая система уравнений (3-7):

$$\operatorname{div}(\rho_0 \mathbf{U}) = 0, \quad (3)$$

$$\rho_0 \frac{\partial U_x}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_0 \mathbf{U} U_x - \rho_0 \nu \nabla U_x) = -\frac{\partial P_f}{\partial x}, \quad (4)$$

$$\rho_0 \frac{\partial U_y}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_0 \mathbf{U} U_y - \rho_0 \nu \nabla U_y) = -\frac{\partial P_f}{\partial y} + g \rho_0 \beta_T (T - T_0), \quad (5)$$

$$\rho_0 \frac{\partial U_z}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_0 \mathbf{U} U_z - \rho_0 \nu \nabla U_z) = -\frac{\partial P_f}{\partial z}, \quad (6)$$

$$\rho_0 c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_0 \mathbf{U} c_p T - \lambda \nabla T) = 0, \quad (7)$$

$$P_f = p + \rho_0 g y, \quad T_0 = T_{ж}, \quad \beta_T = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right),$$

где  $P_f$  - относительное давление (Па),  $U_x, U_y, U_z$  - компоненты вектора скорости (м/с),  $T$  - температура (К),  $\lambda$  - теплопроводность (Вт/(м·К)),  $\rho_0$  - плотность (кг/м<sup>3</sup>),  $c_p$  - теплоемкость (Дж/(кг·К)),  $\nu$  - кинематическая вязкость (м<sup>2</sup>/с),  $\beta_T$  - коэффициент объемного расширения (1/К).

Для всех компонент скорости на поверхности реактора были заданы условия прилипания, на внешней границе расчетной области задавалось постоянное давление. Все свойства воздуха выбирались при начальной температуре воздуха.

Все расчеты были выполнены с использованием CFD-кода ANES, разработанного на кафедре инженерной теплофизики ФГБОУ ВО НИУ «МЭИ» [5].

### 2.3. Верификация

Верификация упрощенной математической модели процессов внутри металлгидридного реактора была выполнена в [2]. На рис. 3 представлены результаты верификации модели для трех диаметров ребер и всех значений мощности.

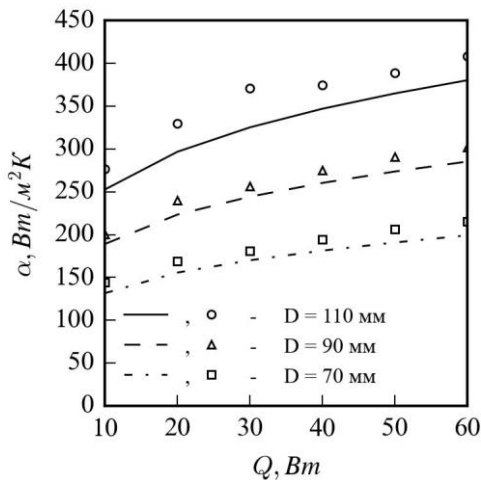


Рис.3 – Результаты верификации. Линии – расчет, точки – эксперимент.

Верификация математической модели свободной конвекции вокруг горизонтальной оребренной трубы проводилась на экспериментальных данных [6]. В эксперименте использовалась горизонтальная оребренная труба длиной 45 мм, оребрение состояло из 5 кольцевых ребер вокруг трубы, рассматривались три диаметра ребер, а именно 70, 90, 110 мм. Постоянная мощность теплового потока составляла от 10 до 60 Вт.

Коэффициент теплоотдачи рассчитывался по соотношению (8)

$$\alpha = \frac{Q(\bar{T}_n - T_{ж})}{F_{н.п}}, \quad (8)$$

где  $\alpha$  - коэффициент теплоотдачи (Вт/(м<sup>2</sup>·К)),  $Q$  - суммарный тепловой поток (Вт),  $\bar{T}_n$  - средняя температура оребренной поверхности (К),  $T_{ж}$  - температура окружающей среды,  $F_{н.п}$  - площадь неоребренной поверхности (м<sup>2</sup>).

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Подбор параметров оребрения

Были определены оптимальная длина и шаг ребер при постоянных значениях коэффициента оребрения. На рис. 4 представлены зависимости коэффициента теплоотдачи, отнесенного к площади неоребренной трубы, от расстояния между ребрами для двух значений коэффициента оребрения.

Резкое падение коэффициента теплоотдачи при малых расстояниях между ребрами связано с тем, что при слишком малых зазорах между ребрами воздух практически не имеет возможности для движения.

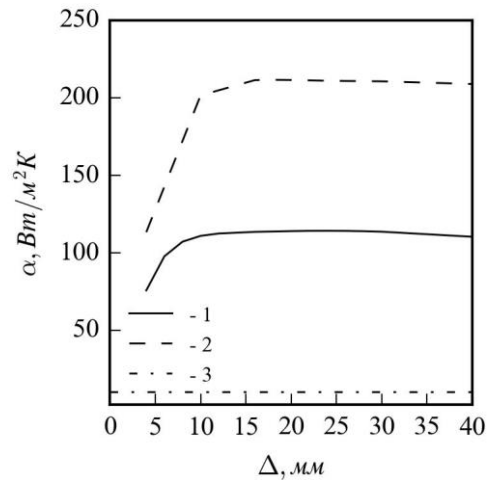


Рис.4 – Зависимость коэффициента теплоотдачи от расстояния между ребрами. 1 – коэффициент оребрения 17.5, 2 – коэффициент оребрения 42.8. 3 – без оребрения.

### 3.2. Карта режимов

Для неоребренной системы были рассмотрены различные режимы зарядки системы водородом. Давление варьировалось от 5 до 10 атм, а температура окружающей среды составляла 10, 20 и 30 °С. При более высоких значениях давления равновесная температура оказывается выше 60 °С. С практиче-

ской точки зрения безожоговый контакт с поверхностью может происходить при температурах ниже 60 °С при коротких контактах и около 50 °С при контакте от 1 минуты и выше [7]. Ввиду этого давление выше 10 атм не рассматривалось.

Для оребренной системы были выбраны две длины ребер таким образом, чтобы коэффициент оребрения соответствовал минимальному и максимальному случаю из п. 2.3.

Для оптимальных параметров оребрения была рассчитана карта режимов при температурах окружающей среды 10, 20 и 30 °С и давлений на входе в реактор 5, 7, 10 атм.

На рис. 5 представлены все полученные результаты, а именно зависимости времен зарядки от давления для различных температур для оребренных и неоребренной систем.

Основным лимитирующим фактором при зарядке реактора являются условия отвода тепла, выделяющегося при сорбции водорода. За счет улучшения интенсивности теплоотвода в оребренном реакторе удалось существенно сократить время зарядки реактора. Для аналогичных условий окружающей среды при использовании коротких ребер в среднем удалось ускорить процесс зарядки более чем в 4 раза, в случае использования длинных ребер время зарядки в среднем было сокращено более чем в 5 раз.

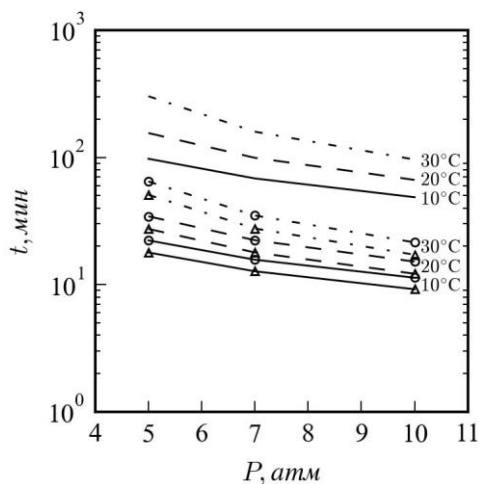


Рис.5 – Зависимость времени зарядки реактора от давления на входе. Без точек – неоребренная система, о – короткие ребра, Δ – длинные ребра.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено численное моделирование металлгидридной системы хранения водорода с пассивной воздушной системой охлаждения.

Проведена верификация модели свободной конвекции на доступных литературных данных.

Получены результаты для времен зарядки неоребренной системы для различных значений давления и температуры.

Подобран оптимальный шаг ребер для двух значений коэффициента оребрения.

Получены результаты для времен зарядки для двух вариантов оребренных систем для различных значений давления и температуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ (стипендия СП-3626.2022.1)

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Концепция развития водородной энергетики в Российской Федерации** // [Текст]. Распоряжение Правительства Российской Федерации от 5 августа 2021 г. № 2162-п.
2. **Minko, K. B., Bocharnikov, M. S., Yanenko, Y. B., Lototsky, M. V., Kolesnikov, A., Tarasov, V. P.** Numerical and experimental study of heat-and-mass transfer processes in two-stage metal hydride hydrogen compressor. // *International Journal of Hydrogen Energy*, 2018, 43(48), P. 21874-21885.
3. **Боровских О. В. и др.** Эффективность оребрения активного объема металлгидридного реактора // *Теплоэнергетика*. – 2009. – №. 3. – С. 53-56.
4. **Mayer U., Groll M., Supper W.** Heat and mass transfer in metal hydride reaction beds: Experimental and theoretical results // *J. Less Common Met.* 1987. Vol. 131, № 1–2. P. 235–244
5. **Код ANES** // [Электронный ресурс]. - <http://anes.ch12655.tmweb.ru/> (дата обращения: 01.03.2022).
6. **Hahne E., Zhu D.,** Natural convection heat transfer on finned tubes in air // *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1994. V37, P. 59-63.
7. **ГОСТ Р 51337-99** Температуры касаемых поверхностей. Эргономические данные для установления предельных величин горячих поверхностей. М.: ИПК Издательство стандартов, 2000. 18 с.

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ НА ТРУБЕ С НАНОГИДРОФОБНЫМ ПОКРЫТИЕМ ПРИ ВЫСОКОМ ГАЗОСОДЕРЖАНИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Конденсаторы – распространённые теплообменники в энергетике, холодильной технике, химических технологиях и других областях. Их совершенствование связано с исследованием интенсификации теплообмена при конденсации.

Цель работы: разработка гидрофобных покрытий для получения капельной конденсации водяного пара на горизонтальной круглой трубе и исследование закономерностей теплоотдачи при конденсации на трубе с покрытием и без покрытия в области высоких газосодержаний.

В 1916 году Nusselt [1] получил аналитически уравнение для расчета среднего коэффициента теплоотдачи при пленочной конденсации неподвижного пара на горизонтальной трубе.

Кутателадзе СС [2] и Лабунцов ДА [3] учли влияние на теплообмен при конденсации неизотермичности стенки, волнообразования на поверхности жидкой пленки. В [4,5] исследована пленочная конденсация в присутствии неконденсирующегося газа. В работах [6-8] предложена модель капельной конденсации на трубе.

Для повышения краевого угла и предотвращения образования пленки конденсата используют гидрофобные покрытия поверхности [9]. Для создания гидрофобных покрытий необходимо провести анализ процессов, происходящих на нано- и микромасштабах [10].

### 2. ГИДРОБИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ

В работе предложен метод формирования рельефа, заключающийся в тиснении текстуры в виде полусфер с помощью гидравлического пресса [11]. Для продавливания углублений на поверхности использовались твердые сферические частицы алмазной пыли и вольфрама с размерами: 0.1 мм и 0.025 мм, и абразивные структуры с размером зерна от 20 мкм до 200 мкм. Данным методом получены рельефы с различной шероховатостью.

С целью улучшения гидрофобных свойств на поверхность нанесли наночастицы углерода. В начале на поверхности продавливалась текстура с помощью сферических частиц размером 80 мкм. Выбор размера частиц описан в работе [10]. После формирования текстуры образец устанавливался в камеру, где осуществляли процесс горения углеводорода с выделением в газовой фазе углерода. Газообразный углерод осаждался на поверхности подложки и проводилась ее обработка 0.1 % раствором синтетического каучука в ацетоне для упрочнения связи наночастиц с текстурой. Полученное покрытие показано на рис. 1

Для данного рельефа был измерен статический краевой угол. Сделаны серии измерений краевых углов для капель в разных точках поверхности. Погрешностью измерения краевого угла составила  $\pm 5$  градусов. Установлено, что предложенная структура позволяет достигнуть краевого угла 158 градусов.

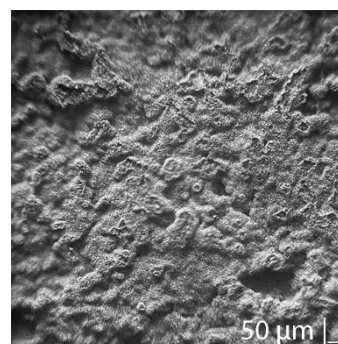


Рис. 1. Комбинированное гидрофобное покрытие на основе наночастиц углерода, нанесенных на микроструктуру.

### 3. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Подводимая тепловая мощность к воде, охлаждающей рабочий участок, рассчитывается по разнице температур теплоносителя на его входе и выходе. Перепад температуры в пограничном слое со стороны жидкости определяется с использованием для коэффициента теплоотдачи формулы Петухова Б.С. [12] для течения жидкости в канале. Затем находились перепад температуры в стенке рабочего участка и температура его наружной поверхности.

Установка состоит из двух контуров: основного и вспомогательного. В основной контур входят рабочая камера, в которой происходит конденсация пара на рабочем участке, насос и резервуар с водой.

Вспомогательный контур создан для организации циркуляции воды, охлаждающей рабочий участок.

### 4. ДАННЫЕ ПО ТЕПЛООТДАЧЕ

В работе получены опытные данные по средней теплоотдаче при конденсации парогазовой смеси на горизонтальной трубе без покрытия и с разработанным покрытием. Эксперименты проведены в диапазоне температурных напоров от 10 до 40 °С и давлений от 0.009 до 0.1 Мпа, при содержании неконденсирующихся газов от 20 до 80 %.

Средняя теплоотдача при конденсации на горизонтальной трубе без покрытия рассчитана по формуле Нуссельта [1] с поправкой на содержание неконденсирующихся газов.



Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи при конденсации на горизонтальной трубе с покрытием и без покрытия от температурного напора представлена на рис. 2. Согласно полученным данным теплоотдача падает с ростом температурного напора и газосодержания.

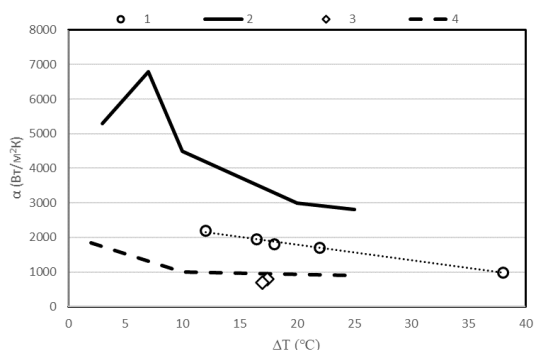


Рис. 2. Данные по теплоотдаче при конденсации на горизонтальной трубе без покрытия и с разработанным покрытием: 1- труба с покрытием, газосодержание 12%, 2 – формула Исаченко [8] с поправкой на газосодержание 18%, P= 0.018 МПа, 3- полученные данные для трубки без покрытия, газосодержание 18 %, P= 0.012-0.014 МПа, 4- формула Нуссельта [1] с поправкой на газосодержание 18%

Данные по теплоотдаче на горизонтальной трубе с покрытием описаны следующей формулой:

$$\alpha^* / \alpha = 0.521 \frac{\theta^*}{\theta} \varepsilon^{-0.856} \quad (1)$$

где:  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи при содержании неконденсирующихся газов 0%, рассчитанный по формуле Исаченко В.П. [8]  $\varepsilon$  – газосодержание %,  $\theta$  – максимальный краевой угол, равный 180 градусов,  $\theta^*$  – краевой угол для трубы с покрытием определяется по его характерному размеру с использованием уравнения (2):

$$\theta^* = 29.8h^{-0.158} \quad (2)$$

где: h- характерный размер покрытия, м

С ростом давления коэффициент теплоотдачи возрастает. Рост давления компенсирует рост газосодержания, поэтому в области высоких температурных напоров и газосодержаний коэффициенты теплоотдачи для трубы с покрытием и без покрытия близки.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен простой способ формирования гидрофобной структуры, позволяющий увеличить краевой угол, путем механического текстурирования поверхности металла и нанесения тонкой пленки клейкого полимера и наночастиц. Установлено, что с помощью тиснения поверхности и формирования на ней нанорельефа увеличен краевой угол до 158 градусов.

Исследован теплообмен при конденсации водяного пара на горизонтальной трубе с комбинированным покрытием и без покрытия. Эксперименты проведены в диапазоне температурных напоров от 10 до 40 °С и давлений от 0.009 до 0.1 МПа, при содержании неконденсирующихся газов от 20 до 80 %. Предложены зависимости для осреднённой теплоотдачи при конденсации водяного пара на горизонтальной трубе без покрытия и с разработанным покрытием при наличии неконденсирующихся газов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (Шифр научной темы: FSWF-2020-0021)

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nusselt W. Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure. Bd. 60 (27 und 28). S. 541–546 und 569–575. 1916.
2. С.С.Кутателадзе Теплопередача при конденсации и кипении. М. Машгиз. 1952.
3. Д.А.Лабунцов Теплоотдача при конденсации чистых паров на вертикальных поверхностях и горизонтальных трубах // Теплоэнергетика. 1957. № 7, стр. 72.
4. A Henderson, C. L., and Marchello, J. M. Film Condensation in the Presence of a Noncondensable Gas. ASME. J. Heat Transfer. August 1969; 91(3): 447–450.
5. А. С. Комендантов, С. А. Ковалев, Б. С. Петухов, Экспериментальное исследование теплоотдачи при конденсации пара четырехоксида азота, частично прошедшего вторую стадию диссоциации, ТВТ, 9:1 (1971), 207–209; High Temperature, 9:1 (1971), 184–187.
6. Solodov A.P. and Isachenko V.P, Statistical model for dropwise condensation. High Temper. Phys, т. 5, № 6, 1967.
7. Rose J. and Glicksman L. Dropwise condensation – the distribution of drop size. Int. J. Heat Mass Transf. т. 16, № 2, pp. 411-425, 1973.
8. Исаченко В.П. Теплообмен при конденсации. М., «Энергия», 1977, 240 с.
9. Dzyubenko B. V., Kuzma-Kichta Ya. A., Leontiev A. I., Fedik I. I., Kholpanov L. P., Intensification of Heat and Mass Transfer on Macro-, Micro-, and Nanoscale, New York: Begell House, 2016.
10. Y. A. Kuzma-Kichta, N. S. Ivanov, D. V. Chugunkov, et al. Wetting of Hydrophobic and Hydrophilic Coatings // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2021. – Vol. 94. – No 6. – P. 1549-1556.
11. Ю. А. Кузма-Кичта, Д. В. Чугунков, А. В. Лавриков [и др.] Способ формирования гидрофобной текстуры на поверхности металла // Патент № 2750831, опубл. 05.07.2021
12. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках М, Атомиздат, 1974, 408 с.

## ПОЯВЛЕНИЕ И ДЕФОРМАЦИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО ФАКЕЛА ЗА ПРОСТЕЙШЕЙ ВИХРЕВОЙ ГОРЕЛКОЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Влияние на факел горелки струйного радиального вдува (СРВ) в закрученный поток через стенку модели 100 кВт и сжигании газа доказал формирование факелов, как у горелок известных типов завихрителей воздуха. Но получены и устойчивые тороидальные горящие факела без контакта с горелкой, и деформации этих факелов с зонами горения и дожигания, пригодные для разных схем сжигания при уменьшении крутки потока воздуха в горелке ниже уровня обрыва факелов за обычными горелками и при снижении аэродинамического сопротивления.

### 2. СТАБИЛИЗАЦИЯ ГОРЕНИЯ ЗАКРУТКОЙ ПОТОКА ВОЗДУХА И ВОЗДЕЙСТВИЕ НА ФАКЕЛ УПРАВЛЯЮЩИМ СРВ

В работах [1,2] сообщалось, что управляющий СРВ части воздуха через стенку выходного канала горелки деформирует поток с получением структуры и крутки, характерных для всех известных типов регулируемых завихрителей воздуха, позволяя формировать таким вдувом любые горящие факела.

Наш и зарубежный опыт показал, что предельное снижение образования оксидов азота вместе с их восстановлением газами СО и Н<sub>2</sub> требует позонного контроля их образования в факеле, причем с ослабленной круткой интегрального потока на грани обрыва факела. Поддержание горящего факела ограничено надежностью воспламенения топлива теплотой из зоны внутренней эжекции газов факела, для чего ограничивают снижения крутки потока на выходе из горелки, чтобы не исчез осевой обратный ток газов, а факел не «ушел» от горелки. В зарубежных горелках снова размещают дополнительные стабилизаторы, получая длинные устойчивые факела с сохранением приосевого обратного тока при критическом снижении крутки на выходе из горелки, также сохраняя возможность управления зонами разного дефицита кислорода в факеле.

В 2008 году на малой фирме «Вихревые системы» и др. для повышения эффективности сжигания газа на малых котлах проверены возможности поддержания горения на модели с управляющим СРВ. В модели имелся неподвижный аксиальный лопаточный регистр закрутки части воздуха, а другая часть поступала в узел СРВ – вдува воздуха через перфорированную стенку выходного канала в закрученный поток. Сжигание газа доказало необычно широкие возможности имитации горящих факелов обычных горелок с помощью СРВ, и получить

необычные устойчивые горящие факела, без обрывов и пульсаций при крайне низкой крутке всего воздушного потока воздуха. Крутка его при включении интенсивного СРВ в ряде режимов снижалась более чем в 10 раз, и была даже, в 3-5 раз ниже крутки, при которой у горелок с таким же регистром происходит появление пульсаций и обрыв факела от горелки с его погасанием в топке.

При влиянии СРВ на поток в горелке и на ее факел можно с некоторой натяжкой разбить факела на две группы в зависимости от интенсивности СРВ. Границей крутки при формировании факелов обычных горелках была интенсивность СРВ или число вдува примерно равное  $k \approx 0,7 / 1,2/$ . Число  $k$  – это относительный радиальный импульс  $k$  всего СРВ, иначе среднерасходный радиальный импульс  $K_{\text{СРВ}}$  всех струй СРВ в отверстиях перфорации стенки, отнесенный к интегральному импульсу  $K_{\text{ВЫХ}}$  всего потока (факела) вдоль оси при выходе из горелки:

$$k = K_{\text{СРВ}} / K_{\text{ВЫХ}} \quad (1)$$

### 3. ПОЯВЛЕНИЕ И ДЕФОРМАЦИЯ ТОРОИДАЛЬНЫХ ФАКЕЛОВ

Но примерно при  $k \geq 0,7$  формируются необычные для практики факела. При слабом усилении СРВ, например, в режимах завершения контакта закрученного потока со стенкой перфорированного цилиндра и при сравнительно больших избытках подачи воздуха на горелку, происходил отрыв факела от ее выходного окна, приобретая форму горящего тора, но без отхода горящего тора от горелки, далее, чем на калибр (рис.1). За тором всегда формировалась зона дожигания разного характера в зависимости от  $k$  и подачи всего воздуха.

Характерная зона дожигания с эжекцией воздуха уже из внешнего пространства явно имитировала двух и трехстадийное сжигание в имевшихся лабораторных условиях. В области за горящим тором происходит полное выгорание продуктов неполноты сгорания, зависящее как от подачи воздуха и газа, так и от турбулентности, определяемой интенсивностью СРВ. Изучение этих процессов позволит дать оптимальные рекомендации по реализации эффективных схем стадийного или нестехиометрического сжигания газа для снижения образования оксидов азота при полном дожигании восстановительной атмосферы, прежде всего токсичного СО. Усиление СРВ в поток выходного канала модели и при оптимизации избытков воздуха создавало факела,

напоминающие факела ряда лучших конструкций газовых горелок фирм Weisshaupt или John Zink.

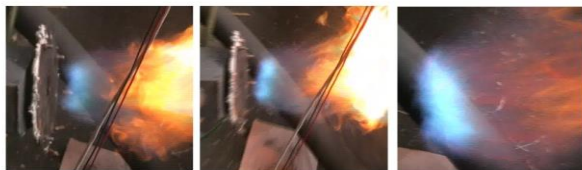


Рис.1. Горящий тор за пределами горелки

В разных режимах интенсивности СРВ, крутки, и местных избытков воздуха в приосевой области горящих факелов получены характерные факела с разными размерами центральной или осевой зоны розового или красного цвета, как на факелах, показанных на рис. 2. При этом происходит деформация горящего тора с отдалением его от горелки по периферии, но с затягиванием его приосевой области голубого цвета внутрь самой горелки, разумеется без контакта с деталями конструкции горелки. Восстановительная область за горящим тором также может изменяться с концентрацией горячей части вблизи оси и постепенным бесцветным выгоранием на периферии факела, указывая на появление схемы, подобной схеме трехстадийного сжигания.

В крайних режимах снижения крутки формируемого потока вдувом и настройкой местных избытков воздуха в центре факела и в самой горелке получены необычные факела, напоминающие бутылочное горло при усилении интенсивности СРВ с дальнейшим растягиванием тороидального факела.



Рис. 2 Втягивание осевой зоны факела в горелку

В ряде режимов включения СРВ на модели горящие факела напоминали факела модели газовой горелки Р.Чена (США, Ливерморская Лаборатория), за которой ему удалось снизить концентрации оксидов азота в продуктах сгорания газа всего до 2–4 мг/м<sup>3</sup>. Но струйная организация горения Р.Чена отличалась, видимо, от приемов реальной эксплуатации на котлах, где при настройке подобных горелок могут возникнуть трудности. Тем не менее, подобие ряда факелов за нашей горелкой и факелами горелок Р.Чена указывает на дополнительный потенциал горелки с узлом СРВ для реализации схем низкотоксичного сжигания газа.

Предельно снижая крутку вдувом и оставив для дожигания лишь кислород из среды вокруг факела, крутка приосевого ядра факела снизится до критической, недостаточной для сохранения обратного тока горячей среды в факеле. Горящий тор вместе с зоной дожигания будет быстро сдвигаться от горелки, а факел рассыплется и погаснет. Устойчивая

локализация горящего тора у выхода из горелки сохранялась на отдалении в 2 – 3 калибра (средний пример, рис. 3). Далее процесс зависел от очень тонкой настройки подачи воздуха и газа для удержания горящего тора. На расстоянии от 5-7 калибров за горелкой удержать стабильно горящий тор уже не удалось. Даже визуально циркуляция осевой зоны тора при таком падении крутки исчезала.



Рис. 3. Крайние режимы поддержания горящего факела в пространстве за горелкой и начало размывание горящего факела при сильном СРВ

По данным [1,3] ядро потока в условных границах может иметь крутку, выше крутки всего потока в канале, сохраняя приосевую обратный ток, достаточный для воспламенения газа. Начиная с режима  $k \approx 0,7$  и далее при  $k \geq 0,7$  крутка центрального ядра может усиливаться, но далее, при усилении СРВ выше  $k \approx 1,1-1,2$  ослабевает подобно крутке всего потока. Число вдува  $k \approx 0,7$  и аналогичное ему число имитирующее СРВ потока газов внешней эжекции факела можно считать критерием устойчивости газового вихря в открытом пространстве. Поперечные размеры вихря или факела могут изменяться, но сохранять структуру и устойчивость в условных границах, где соблюдается  $k \approx 0,7$ . Размеры вихря и скорости изменяются, но вихрь сохраняется в границах, локализованных где  $k \approx 0,7$ , что согласуется с развитием горящего вихря при СРВ, после создания закрученного потока в горелке.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенный материал показывает новые возможности для создания новых конструкций вихревых устройств для сжигания топлив.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Потапов В.Н.** Управление структурой потока на выходе из вихревой горелки: дис. канд. техн. наук:18016: защищена 24.05.2002: утв. 15.11.02 / Потапов Виктор Николаевич. – Екатеринбург, 2002. - 256 с
2. **Потапов В.Н.** Новый способ управления закрученными потоками в устройствах для сжигания топлив // Электрические станции. – 2012. - № 10. С. 28-33.
3. **Потапов В.Н., В.В.Костюнин, А.В.Копейка, М.В.Чистяков** Использование распределения в потоке импульса и момента вращения для создания газовых горелок нового типа // Тез. докл. Третья международная конф.«Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках». МЭИ. – Москва, 2008. - С 201-202.





## **Секция 9**

# **Радиационный и сложный теплообмен**



## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ ТОПОЧНЫХ ГАЗОВ ПАРОВОГО КОТЛА ПРИ ФАКЕЛЬНОМ СЖИГАНИИ УГЛЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Повышение КПД паровых котлов, с одной стороны, достигается увеличением температуры топочных газов при сжигании топлива. Но с другой стороны, процесс повышения температуры приводит к увеличению выбросов оксидов азота, ухудшающих экологические показатели котлоагрегата [1]. Вместе с тем высокая температура вызывает плавление минеральной части топлива, налипание частиц летучей золы на теплообменные поверхности и шлакование топки [2, 3]. Поэтому, для организации надежной работы паровых котлов необходимо соблюдение оптимального температурного режима сжигания топлива. Для постоянного контроля и измерения температуры топочных газов наиболее предпочтительными являются оптические (бесконтактные) методы измерения. Устанавливаемая на пирометре излучательная способность (ИС) должна быть предварительно определена, т.к. зависит от большого числа факторов [4].

Целью настоящей работы является пирометрическое определение температуры топочных газов по полосе поглощения  $\text{CO}_2$  на основании расчетных данных по ИС при факельном сжигании угля в топке парового котла БКЗ-210-140Ф.

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ТОПОЧНЫХ ГАЗОВ

#### 2.1. Состав топлива и топочных газов

В работе рассматривается факельное сжигание Кузнецкого угля в топке парового котла. При паропроизводительности котла 205 т/ч расход угля составляет 33,16 т/ч. Характеристики топлива (рабочее состояние):  $W^T = 12\%$ ,  $A^T = 15\%$ ,  $C^T = 57,1\%$ ,  $O^T = 9,6\%$ ,  $H^T = 4,1\%$ ,  $N^T = 1,8\%$ ,  $S^T = 0,4\%$ .

На основании состава топлива по методике работы [5] определялся состав топочных газов (в об.%):  $\text{H}_2\text{O} = 9,16$ ,  $\text{CO}_2 = 14,07$ ,  $\text{SO}_2 = 0,03$ ,  $\text{N}_2 = 73,49$ ,  $\text{O}_2 = 3,25$ . С учетом массовой доли частиц золы  $z = 0,015$  в продуктах сгорания массовые доли газовых компонентов составили:  $\text{H}_2\text{O} = 0,055$ ,  $\text{CO}_2 = 0,207$ ,  $\text{SO}_2 = 7,2 \cdot 10^{-4}$ ,  $\text{N}_2 = 0,688$ ,  $\text{O}_2 = 0,035$  [1].

#### 2.2. Излучательная способность топочных газов

Для условий факельного сжигания Кузнецкого угля в топке парового котла проведены расчеты спектральных характеристик излучения (плотности потока и ИС) топочных газов. Решение интегро-дифференциального уравнения переноса энергии излучения для излучающей, поглощающей и рас-

сеивающей среды (газ и частицы золы) выполнено методом сферических гармоник в  $P_3$ -приближении по комплексной программе «СПЕКТР» [4].

В качестве примера на рис. 1 приведены результаты расчета ИС  $\epsilon_\lambda$  топочных газов. На основании анализа селективного спектра излучения установлено, что наибольший практический интерес представляет полоса излучения молекулы  $\text{CO}_2$ , отличающаяся стабильно высокими значениями  $\epsilon_\lambda$ . В табл. представлены некоторые расчетные значения  $\epsilon_{\text{расч}}$  в полосе  $\text{CO}_2$  при изменении температуры.

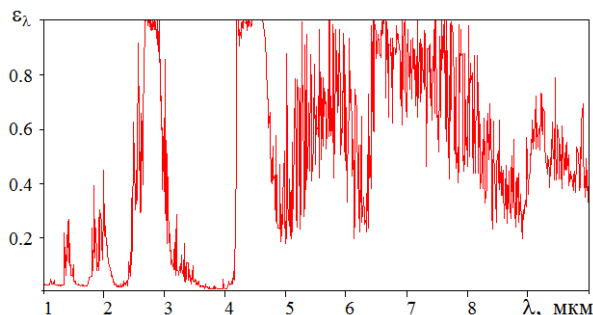


Рис. 1. Спектральная ИС топочных газов при  $T = 1273$  К.

Таблица. Расчетные значения ИС в полосе  $\text{CO}_2$

$T, \text{K}$	873	1073	1273	1473	1673
$\epsilon_{\text{расч}}$	0,7975	0,9003	0,9504	0,9663	0,9708

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

С помощью пирометра Optris CTlaser F2, воспринимающего излучение в полосе  $\text{CO}_2$  ( $\lambda = 4,24$  мкм), на разных высотах  $H$  топки котла (рис.2) проведена регистрация температуры топочных газов в зависимости от установленной на пирометре ИС.

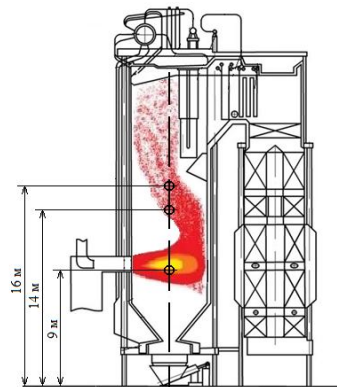


Рис. 2. Схема котла БКЗ-210-140Ф с расположением смотровых лючков.

В течение времени  $t = 6 \div 10$  с записывались массивы данных по температуре  $T$  с шагом  $\Delta t = 1$  мс. На рис. 3 приведен пример серии экспериментальных данных с указанием средней температуры  $T_{\text{ср}}$  и среднеквадратичного отклонения  $\sigma$ .

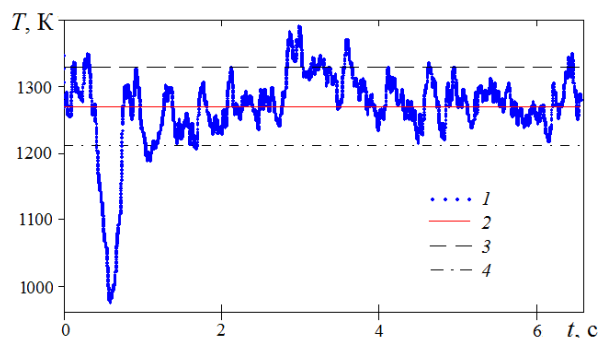


Рис. 3. Результаты измерения температуры топочных газов при  $H = 9$  м и  $\epsilon = 0,9$ : 1 – экспериментальные данные по температуре  $T$ ; 2 –  $T_{\text{ср}}$ ; 3 –  $T_{\text{ср}} + \sigma$ ; 4 –  $T_{\text{ср}} - \sigma$ .

Пирометрическое определение температуры топочных газов проводилось на высотах котла  $H = 9$  м (на уровне горелок), 14 м и 16 м при изменении ИС в диапазоне  $0,5 \div 1$ .

На рис. 4 показаны экспериментальные результаты измерения средних температур, аналитические функции  $T = f(\epsilon)$  на основании этих данных, а также расчетная зависимость  $\epsilon_{\text{расч}} = f(T)$ . Точки пересечения сплошных линий с пунктирной линией дают искомые температуры на соответствующих высотах котла. Так, температура топочных газов в корневой части факела ( $H = 9$  м) составила 1268 К, в средней части ( $H = 14$  м) – 1376 К, а в хвостовой части ( $H = 16$  м) – 1156 К.

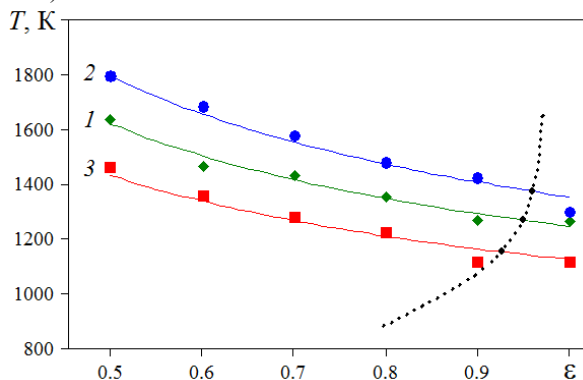


Рис. 4. Зависимости измеренной температуры от задаваемой на пирометре ИС: 1 –  $H = 9$  м; 2 –  $H = 14$  м; 3 –  $H = 16$  м. Сплошные линии – аналитические функции  $T = f(\epsilon)$ . Пунктирная линия – расчетная зависимость  $\epsilon_{\text{расч}} = f(T)$ .

#### 4. ПРОГРАММА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ТОПОЧНЫХ ГАЗОВ

Разработанная нами программа «TEMPER» [6] с использованием пирометра Optris CTlaser F2, воспринимающего тепловое излучение в полосе поглощения  $\text{CO}_2$ , позволяет определять температуру топочных газов при факельном сжигании твердых топлив (угля и торфа).

Экспериментальные значения температуры, регистрируемые пирометром в зависимости от устанавливаемой на нем ИС, заносятся через кабель USB на ПК. Выполняется аппроксимация полученных данных функцией  $T = f(\epsilon)$ . Далее программа использует расчетные зависимости  $\epsilon_{\text{расч}} = f(T)$  при разном массовом содержании  $\text{CO}_2$  в интервале  $0,05 \div 0,35$  и проводит их интерполяцию сплайнами Акима. При заданной массовой доле  $\text{CO}_2$  строятся экспериментальные и теоретические зависимости с указанием точек пересечения. Используя метод последовательных приближений определяются и выводятся на экран излучательные способности и температуры топочных газов для заданных высот.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании анализа спектров излучения топочных газов при сжигании угля выбрана стратегия определения температуры с помощью пирометра Optris CTlaser F2, воспринимающего излучение в полосе поглощения  $\text{CO}_2$  (4,24 мкм). На разных высотах топки котла БКЗ-210-140Ф ( $H = 9, 14, 16$  м) установлена зависимость измеренной температуры от заданной ИС на пирометре, построены аналитические функции  $T = f(\epsilon)$ . Расчетная зависимость  $\epsilon_{\text{расч}} = f(T)$  позволила определить температуру топочных газов, которая составила 1268 К, 1376 К и 1156 К для корневой, средней и хвостовой части факела соответственно.

Созданная программа «TEMPER» входит в состав разрабатываемого программно-аппаратного комплекса по определению температуры продуктов сгорания в котлоагрегатах при сжигании твердых топлив.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузьмин В.А., Заграй И.А., Десятков И.А. Контроль образования оксидов азота в топке парового котла с целью защиты атмосферного воздуха от загрязнения // Теоретическая и прикладная экология. 2021. № 3. С. 126–132.
2. Алехнович А.Н. Шлакование пылеугольных энергетических котлов. М.: НТФ Энергопрогресс, 2013. 112 с.
3. Кузьмин В.А., Заграй И.А., Десятков И.А. Определение плавкости золы торфа месторождений Кировской области // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики. 2018. Т. 20. № 11-12. С. 27–33.
4. Исследование теплового излучения топочных газов в паровом котле при сжигании твердых топлив / В.А. Кузьмин, И.А. Заграй, Е.И. Маратканова, И.А. Десятков // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26. № 2. С. 301–315.
5. Тепловой расчет котельных агрегатов. Нормативный метод / под ред. Н.В. Кузнецова, В.В. Митора, И.Е. Дубровского, Э.С. Карасина. 2-е изд., перераб. М.: Эколит, 2011. 296 с.
6. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2021667438 РФ. Temper: № 2021667015: заявл. 29.10.2021; опубл. 29.10.2021 / В.А. Кузьмин, И.А. Заграй, Н.А. Шмакова, А.Л. Адеков; заявитель ФГБОУ ВО «Вятский государственный университет».



В. Ю. Митяков, А. В. Митяков, Ю. В. Андреев, В. М. Проскурин,  
П. Г. Бобылев, А. В. Бикмулин.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая, 29

## ГРАДИЕНТНАЯ ТЕПЛОМЕТРИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ ФАКЕЛЬНОГО СЖИГАНИЯ ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Расчет тепловыделения факела в подавляющем большинстве случаев основан на законе Стефана-Больцмана с эмпирическими коэффициентами [1-3].

Такой подход апробирован и оправдан применительно к котлам большой мощности, где неравномерность тепловыделения при устойчивом факеле нивелируется размерами топочного пространства.

В маломощных водогрейных котлах, применяемых для отопления микрорайонов, заводских помещений и отдельных зданий, неравномерность тепловыделения от пламени играет весьма заметную роль. В таких котлах возрастает вклад конвективного теплообмена, а описанный выше подход дает неверный и физически противоречивый результат.

В экспериментах почти всю информацию о теплообмене дает температура, что явно недостаточно и ведет к неверным представлениям о процессе.

Предлагается принципиально иной метод контроля и регулирования с использованием градиентной теплотметрии – методики, основанной на использовании гетерогенных градиентных датчиков теплового потока (ГГДТП) [4, 5]. Градиентная теплотметрия позволяет измерять местную плотность теплового потока в топочном пространстве и на тепловоспринимающих поверхностях [6].

### 2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе рассмотрено тепловыделение от факела созданного дизельной горелкой фирмы «OILON» типа KP-6 с форсункой «DANFOS» 1.75 60 S.

Для измерения местной плотности теплового потока создан специальный экспериментальный стенд (рис. 1), который представляет собой металлический каркас 1 с закрепленной на нем горелкой 2. Измерения плотности теплового потока от пламени осуществлялись вдоль оси факела, для этого использовалась горизонтальная проградуированная переключательная 3, позволяющая точно позиционировать зонд (рис 2).

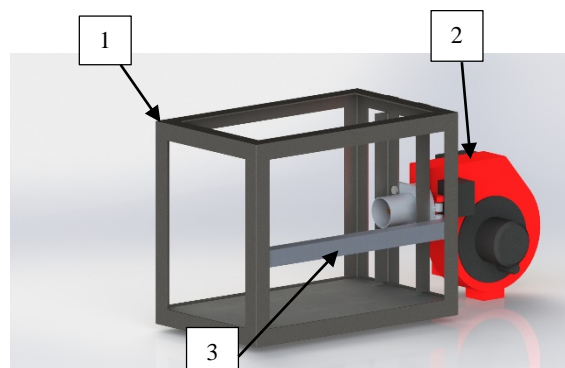


Рис. 1 Экспериментальный стенд для измерения плотности теплового потока при горении: 1 – металлический каркас; 2 – горелка; 3 – переключательная.

Измерительный зонд [7] выполнен в виде теплообменника труба в трубе, с водяным охлаждением, что позволяет измерять плотность теплового потока в реальных условиях.

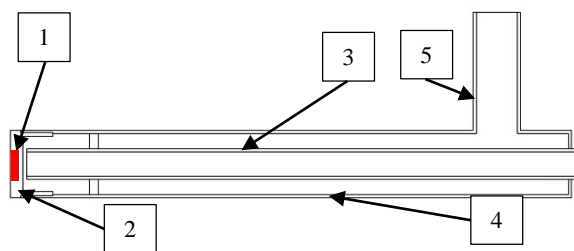


Рис.2 Измерительный зонд: 1 – ГГДТП; 2 – латунная пята; 3 – труба для подачи воды; 4 – внешний кожух; 5 – патрубок отвода воды.

### 3. Результаты эксперимента

При такой комбинации горелки и форсунки был получен устойчивый струйный факел (рис.3).

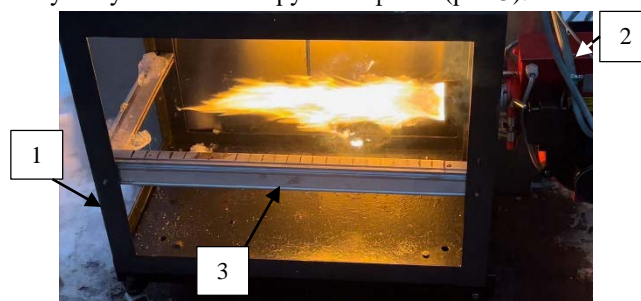


Рис.3 Струйный факел: 1 – металлический каркас; 2 – горелка; 3 – переключательная.

В пламенной голове установлен направляющий аппарат, позволяющий закручивать поток окислителя (воздуха), что в свою очередь обеспечивает стабильную форму пламени.

Зонд с ГГДТП располагался на визуальной границе пламени, что снижало влияние, оказываемое окружающей средой.

Результаты эксперимента и расчета представлены на рис. 4. Первая слева экспериментальная точка соответствует месту выхода пламени из пламенной головы

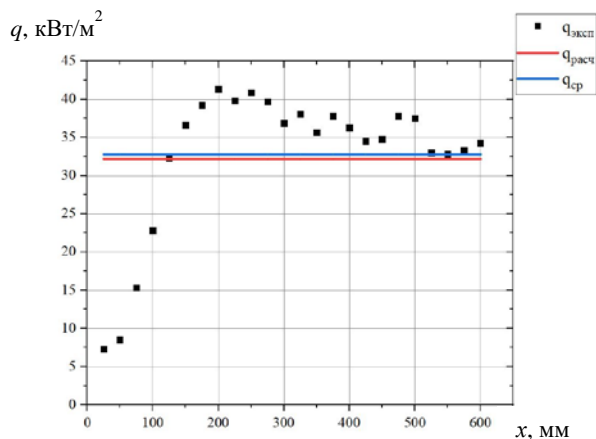


Рис.4 Распределение местной плотности теплового потока по длине пламени ( $q_{\text{эксп}}$ ) в сравнении с расчетной ( $q_{\text{расч}}$ ) и средней ( $q_{\text{ср}}$ ) плотностью теплового потока

Неравномерность местной плотности теплового потока связана с особенностью факельного сжигания. На рис. 4 область с низкой плотностью теплового потока, соответствует зоне перемешивания и нагрева основного потока топлива [8].

Для данного режима рассчитана плотность теплового потока (красная линия на рис.4) по закону Стефана-Больцмана исходя из следующих допущений: степень черноты факела близка к 1, за температуру излучающей поверхности принята средняя температура по длине факела.

### 3. ВЫВОД

1. При стабильном режиме работы наблюдается значительная неравномерность тепловыделений, и, как следствие, разный режим работы экранной поверхности, что негативно сказывается на ресурсе котельной установки.

2. Методика градиентной теплотрии при решении данной задачи позволит подобрать оптимальный режим работы и уточнить расчет топочной камеры, что повысит эффективность и увеличит ресурс установки.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ковалев А. П. и др. Парогенераторы: Учебник для вузов / А. П. Ковалев, Н. С. Лелеев, Т. В. Виленский; Под общ. Ред. А. П. Ковалева // М: Энергоатомиздат. 1985. С. 376.
2. Макаров А. Н. Теория и практика теплообмена в электродуговых и факельных печах, топках, камерах сгорания: монография Ч. 1 Основы теории теплообмена излучением в печах и топках. // Тверь: Изд-во ТГТУ. 2007. С 184.

3. Taler, Jan, Dawid Taler, and Paweł Ludowski. Measurements of Local Heat Flux to Membrane Water Walls of Combustion Chambers // Fuel 2014: № 115. 2014: P. 70–83.
4. Османов В.В. Совершенствование топочной теплотрии на основе градиентных датчиков теплового потока // Автореф. дис... канд. тех. Наук/ СПбГПУ, 2015. 22 с.
5. Sapozhnikov S. Z., Mityakov V. Yu. / Heatmetry. The Science and Practice of Heat Flux Measurement // St.-Petersburg: Springer International Publishing, 2020, p 209.
6. Павлов А. В. Измерение локальной плотности теплового потока методом градиентной теплотрии в топке котла ДКВр-10/13 / А. В. Павлов, А. В. Бикмулин, П. Г. Бобылев, Н. Е. Кикоть, В. М. Проскурин, Ю. В. Андреев // Развивая энергетику будущего, Санкт-Петербург, 2021. 10-11 декабря. Сборник докладов Международной научно-практической конференции для представителей сообщества молодых инженеров ТЭК. Санкт-Петербург. С. 115-118.
7. Zhang Dalong, Hang Shi, Chenwei Meng, Yuxin Wu, Hai Zhang, Wu Zhou, and Shenming Ran. Measurements on Heat Flux Distribution in a Supercritical Arch-Fired Boiler. // Clean Coal Technology and Sustainable Development -Proceedings of the 8th International Symposium on Coal Combustion. 2015, № 212029. P. 207–212.
8. Снегирев А. Ю. Испарение жидкости и диффузионное горение конденсированных топлив: учеб. пособие / А. Ю. Снегирев, В. А. Талалов, В. В. Степанов // СПб: Изд-во Политехн. ун-та. 2017. С 218.

## ВЛИЯНИЕ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛООБМЕНА НА ВЕТРОВОЙ РЕЖИМ В ГОРОДСКОМ РАЙОНЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний момент в мире и России проводятся исследования с применением физического и численного моделирования процессов теплопереноса, протекающих в городской среде [1-9], основная цель которых повышение безопасности и комфортности проживания людей в городе. В рамках подобных исследований изучаются: формирование городского острова тепла [8, 9]; ветровое обтекание как городских кварталов, так и отдельных зданий [2, 6]; распространение загрязнений [5]; влияние городской застройки на пешеходную комфортность [1]; процессы теплопереноса в отдельных кварталах [4, 5, 7]. Для этих целей используется как специализированное программное обеспечение [4, 7], так и адаптируется универсальный расчетный коммерческий софт [6, 8].

В Красноярском филиале ИТ СО РАН для анализа процессов, происходящих в атмосфере Красноярска, разрабатывается специализированное программное обеспечение на базе авторского программного комплекса «SigmaFlow» [10]. Потребность в этом обусловлена сложной экологической обстановкой в городе и хаотичной городской застройкой, влияющей в том числе на комфортность среды проживания.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе рассматривается влияние излучения (солнечного и теплового) на формирование аэрационного и теплового режима в городском районе Красноярска, содержащем разновысотные здания. Исследуемый район города, расположенный вблизи ТРЦ «Планета», обтекается слабым ветровым потоком ( $V_{10м}=2,5$  м/с, рис. 1а) в конце января (температура вблизи поверхности  $-20$  °С) в ясную погоду с учетом переноса излучения и без его учета. Внутри район состоит из четырех кварталов, разделенных дорогой, один из которых содержит ТРЦ (правый верхний угол, рис 1), а остальные – жилые здания разной высотности.

Моделирование проводилось на основе микро-масштабной модели городской атмосферы [10], в которой для расчета переноса солнечного и теплового излучения использовался адаптированный метод конечного объема с граничными условиями, созданными на основе моделей, представленных в работах [1, 11, 12].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В зимнее время, так как Солнце располагается достаточно низко над горизонтом, основной поток излучения приходится на стены зданий, и тени от высотных зданий даже в дневной время могут полностью накрывать более низкие жилые здания (рис. 1а).

Распределение суммарного потока теплового излучения связано в первую очередь с температурой поверхности. Максимальный тепловой поток наблюдается от поверхностей, находящихся под прямым солнечным излучением, в теневых же областях он наоборот минимален и определяется в основном наличием внутренних источников тепла в зданиях. В областях, где возникает ускорение ветрового потока (например, при обтекании высотных зданий), происходит конвективное охлаждение поверхностей, и в них, соответственно, также наблюдается минимальный поток излучения, несмотря на отсутствия затенения (рис. 1б).

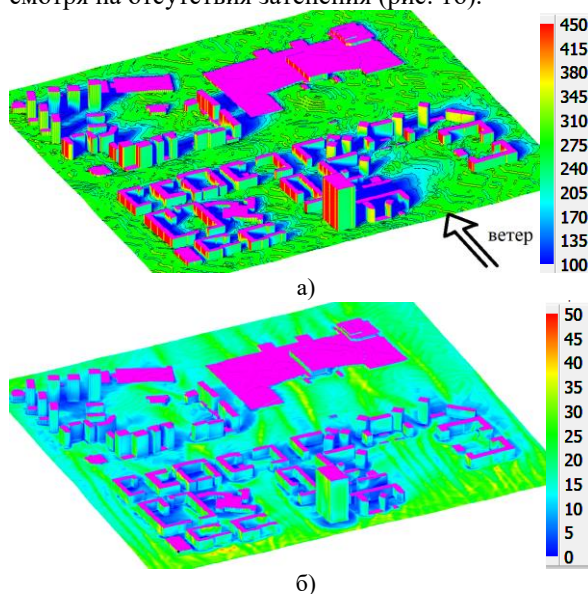
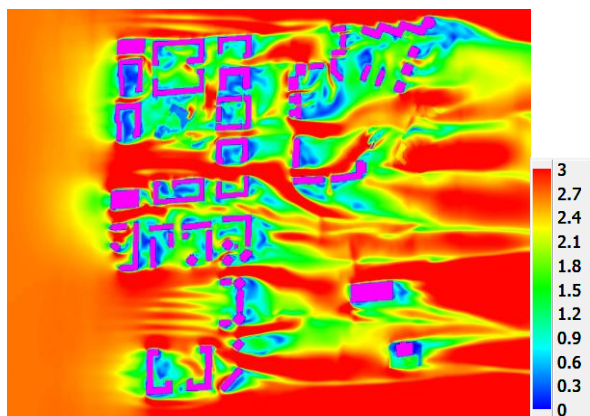
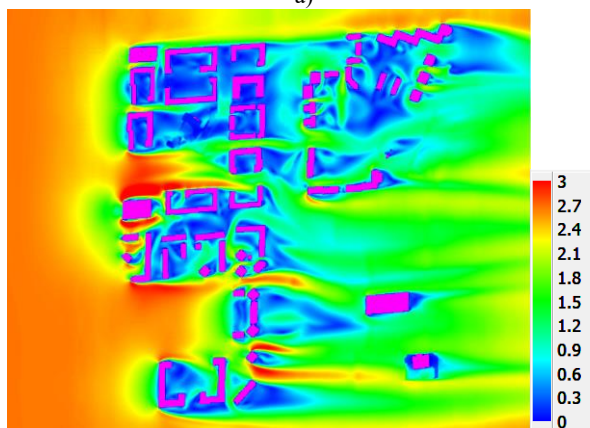


Рис. 1. Распределения поля излучения в 13.00 часов (крыши зданий закрашены розовым цветом), Вт/м<sup>2</sup>: а) поток падающего солнечного излучения; б) поток суммарного теплового излучения с поверхности.

В целом, солнечная энергия интенсифицирует конвективный поток в приземной области, снижая аэродинамическую тень от зданий (рис. 2) и увеличивая подъемную компоненту скорости (рис. 3).

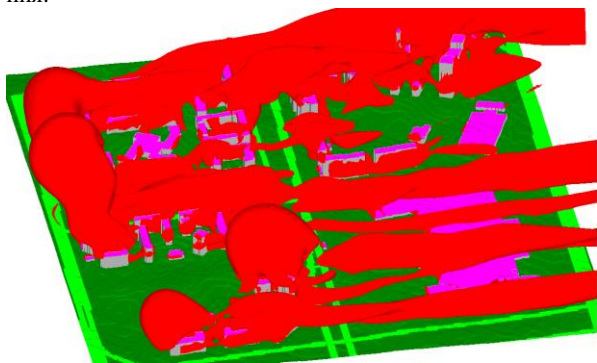


а)

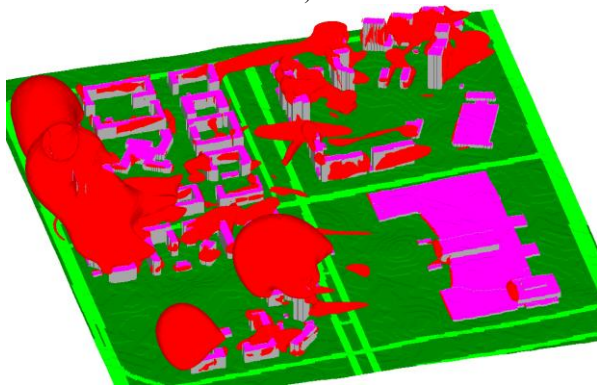


б)

Рис. 2. Поле магнитуды скорости в горизонтальном сечении, м/с: а) с учетом излучения; б) без учета излучения.



а)



б)

Рис. 3. Исоповерхность вертикальной компоненты скорости 0,3 м/с: а) с учетом излучения; б) без учета излучения.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Динамика солнечного и теплового излучения в значительной мере определяют процессы тепло-массопереноса в городской среде. Это необходимо учитывать при исследовании экологических проблем и условий комфортности в городе.

**Благодарности.** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-61-00098).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Robinson D.** Computer modelling for sustainable urban design-physical principles, methods and applications. L.: Earthscan, 2011. P. 278.
2. **Tominaga Y., Shirzadi M.** Wind tunnel measurement of three-dimensional turbulent flow structures around a building group: Impact of high-rise buildings on pedestrian wind environment // *Building and Environment*. 2021. Vol. 206. 108389, <https://doi.org/10.1016/j.dib.2021.107504>
3. **Franke J., Hellsten A. et al.** The COST 732 Best Practice Guideline for CFD simulation of flows in the urban environment: a summary // *International Journal of Environment and Pollution*. 2011. Vol. 44 (1-4). P. 419-427
4. **Qu Y., Milliez M., Musson-Genon L., Carissimo B.** Numerical study of the thermal effects of buildings on low-speed airflow taking into account 3D atmospheric radiation in urban canopy. // *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 2012. Vol. 104–106. P. 474–483. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2012.03.008>
5. **Gaoa Z., Bressona R., Y.Qua Y., M. Maya, Munckh C., Carissimoa B.** High resolution unsteady RANS simulation of wind, thermal effects and pollution dispersion for studying urban renewal scenarios in a neighborhood of Toulouse // *Urban Climate*. 2018. Vol. 23. P. 114-130 <https://doi.org/10.1016/j.uclim.2016.11.002>
6. **Поддаева О.И., Дубинский С.И., Федосова А.Н.** Численное моделирование ветровой аэродинамики высотного здания // *Промышленное и гражданское строительство*. 2014. № 9. С. 23-27.
7. **Toarlar Y., Blocken B., Vos P., van Heijst G.J.F., Jansen W.D., van Hooff T., Montazeri H., Timmermans H.J.P.** CFD simulation and validation of urban microclimate: A case study for Bergpolder Zuid, Rotterdam // *Building & Environment*. 2015. Vol 83. P. 79-90.
8. **Wang X., Li Y.** Predicting urban heat island circulation using CFD // *Building and Environment*. 2016. Vol 99. P. 82-97
9. **Quej V. H., Almorox J., Ibrakhimov M., Saito L.** Empirical models for estimating daily global solar radiation in Yucatán Peninsula, Mexico // *Energy Conversion and Management*. 2016. Vol. 110. P. 448–456.
10. **Мешкова В.Д., Дектерев А.А., Литвинцев К.Ю., Филимонов С.А., Гаврилов А.А.** Роль городской застройки в формировании “острова тепла” // *Вычислительные технологии*. 2021. Т. 26. № 5. С. 4-14.
11. **Psiloglou B. E., Santamouris M., Asimakopoulos D. N.** Atmospheric Broadband Model for Computation of Solar Radiation at the Earth’s Surface. Application to Mediterranean Climate // *Pure appl. geophys.* – 2000. Vol. 157. P. 829 – 860
12. **Prata A. J.** A new long-wave formula for estimating downward clear-sky radiation at the surface // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 1996. Vol. 122. P. 1127–1151.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА СИСТЕМЫ ПОДЛОЖКА-ЛЕД В УСЛОВИЯХ РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Лед – распространенный в природе полупрозрачный материал. Прикладное применение результатов численного моделирования тепловых процессов в системе подложка-лед в условиях проникающего теплового излучения, может быть направлено на решение проблем, связанных с технологией устранения, разупрочнения льда на различных поверхностях. В работах [1, 2] авторы показали экспериментально влияние материала подложек на интенсивность радиационного нагрева слоя льда до температуры плавления. В [3] авторы проводили эксперименты в климатической камере, где левая граница слоя льда на вертикальной подложке поддерживалась при постоянной низкой температуре и исследовалась интенсивность таяния льда в зависимости от спектрального состава источника теплового излучения. И в этой постановке задачи были проведены численное моделирование и верификация численных результатов исследования радиационно-кондуктивного теплообмена в плоском слое льда в [4-6]. В работе [7] для установления температуры сопряжения подложки и льда использовалось решение для полуограниченного тела со стороны подложки с заданным на границе тепловым потоком. В математической постановке задачи, использованной в [4-6], влияние теплопереноса в самой подложке не учитывалось, исходя из адиабатного условия на левой непрозрачной границе слоя льда.

Целью данной работы является численное исследование температурного режима системы подложка-лед с учетом конечной толщины и теплофизических свойств непрозрачной подложки.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Геометрически постановка задачи системы подложка-лед подобна приведенному рисунку в [4] с учетом конечной толщины подложки. Левая граница подложки поддерживается при постоянной температуре  $T_{sub}$ , на границе подложка-лед выполняется условие сопряжения, температурное поле в непрозрачной подложке определяется из решения уравнения теплопроводности. В климатической камере с постоянной температурой  $T_{\infty}$  на вертикальной подложке толщиной  $L_1$  по нормали к падающему потоку излучения от источника с температурой нити накаливания 3200 К и с посто-

янным падающим потоком  $E_v^*$  наморожен анизотропно рассеивающее излучение плоский слой льда с начальной толщиной  $L_2$ . Спектральный состав излучения аналогичен [6].

Решение задачи радиационно-кондуктивного теплообмена в плоском слое льда проводится в два этапа. На первом этапе рассматривается нагрев плоского слоя льда до достижения правой облучаемой границей температуры таяния  $T_f$ . Далее начинается второй этап – таяние льда, процессе которого температура правой границы остается постоянной и равной температуре плавления:  $T(L(t), t) = T_f$ . Также на этой границе выполняется условие Стефана. Математическая модель задачи плавления льда представляет однофазную постановку задачи Стефана. Численно определяются температурные поля, тепловые потоки, скорость таяния. Положение границы раздела фаз  $L(t)$  (толщина слоя тающего льда) определяется из решения краевой задачи.

На рисунке 1 приведены результаты численного расчета толщины тающего льда  $L_2(t)$  на подложке из бакелита ( $\Lambda = A \approx 0,1$ ) и на модельных подложках с значениями  $A = \Lambda = 0,01; 1; 100$ . Здесь  $\Lambda = \lambda_1/\lambda_2$  – отношения теплопроводностей подложки и льда,  $A = a_1/a_2$  – температуропроводностей. Видно, что практически все линии совпадают, что теплофизические свойства подложки мало влияют на скорость таяния льда.

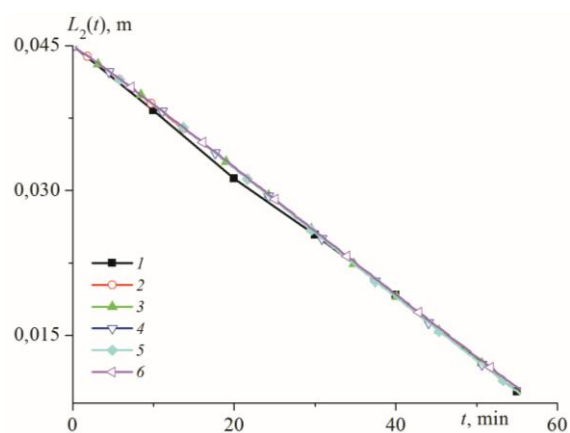


Рис. 1. Динамика таяния льда на разных подложках (1 – данные [3], 2 –  $A = \Lambda = 0,01$ , 3 – подложка из бакелита, 4 – при  $A = \Lambda = 1$ , 5 – при  $A = \Lambda = 100$ , 6 – расчет по [6])

Рост температуры левой необлучаемой границы  $T_2(0,t)$ , представленный на рисунке 2, имеет расхождение при значении  $A$  и  $\Lambda$  равной 0,01 и почти одинаков для более теплопроводящих подложек. При  $A=\Lambda=0,01$  температура достигает положительного значения на 13 минуте и расчет по условию задачи заканчивается. Дальше возможен перегрев, который не моделируется в данной постановке. Таким образом, для данной постановки задачи системы подложка-лед, есть пороговое значение  $A$  и  $\Lambda$ , ниже которого необходимо реализовать математическую модель радиационно-кондуктивного теплообмена в слое льда с учетом появления других физических процессов.

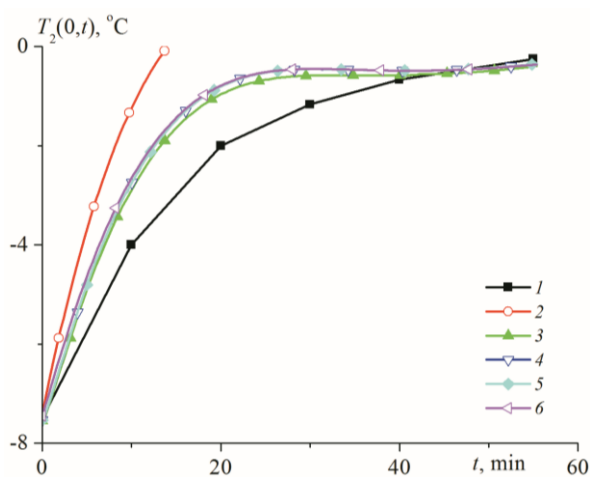


Рис. 2. Динамика роста температуры левой поверхности льда на разных подложках (обозначения те же, что и на Рис. 1)

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами численного моделирования, в рамках однофазной задачи Стефана, проведена оценка теплового влияния подложки на таяние льда. При решении тепловой задачи использовались свойства как реального материала, так и модельные свойства материалов с разными теплофизическими свойствами. Радиационная часть задачи радиационно-кондуктивного теплообмена решалась модифицированным методом средних потоков, учет анизотропного рассеяния осуществлялся транспортным методом [4-6]. Получены численные результаты скорости таяния льда и роста температуры необлучаемой поверхности льда при разных непрозрачных подложках. Показано, что при наличии теплопроводящих подложек в математической постановке задачи таяния льда при радиационном нагреве нет необходимости учета теплофизических свойств подложки. Существенно теплообмен будет определяться оптическими свойствами подложки. Для подложек с низкими теплопроводящими свойствами становится важным учет теплофизических свойств подложки и развитие математической постановки задачи радиационно-кондуктивного теплообмена при радиационном нагреве льда.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Savvinova N.A., Timofeev A.M., Malyshev A.V., Sleptsov S.D. Radiation Heating of Ice Formed on the Substrate // IEEE Xplore. 2020. 4 p. DOI: 10.1109/FarEastCon50210.2020.9271295
2. Song B., Viskanta R. Deicing of solids using radiant heating // J. Thermophysics and Heat Transfer. 1990. Vol. 4. No. 3. P. 311–317.
3. Seki N., Sugawara M., Fukusaki S. Radiative Melting of Ice Layer Adhering to a Vertical Surface // Wärme- und Stoffübertragung, 1979, Vol. 12, Iss. 2, P. 137-144.
4. Слепцов С.Д., Рубцов Н.А., Саввинова Н.А. Моделирование нагрева и таяния льда в приближении задачи Стефана с учетом излучения // ТиА. 2018. Т. 25. №3. С. 439-446.
5. Sleptsov S. D., Savvinova N. A., Rubtsov N. A. Ice melting with allowance for selective absorption in the medium // J. Engng. Thermophys. 2019. V. 28. N 1. P. 114–122.
6. Слепцов С.Д., Саввинова Н.А., Гришин М.А. Численное исследование теплового состояния льда содержащего пузырьки воздуха // ПМТФ. 2021. Т. 62. №3. С. 118-125.
7. Тимофеев А.М. Моделирование радиационного нагрева снежно-ледяного покрова // ТиА. 2018. Т. 25. №5. С. 797-804.

## ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТЕЙ ОГРАЖДАЮЩИХ КОНСТРУКЦИЙ И ОБОРУДОВАНИЯ НА ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПОМЕЩЕНИЯ ОБОГРЕВАЕМОГО ГАЗОВЫМ ИНФРАКРАСНЫМ ИЗЛУЧАТЕЛЕМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Задача повышения эффективности теплоснабжения зданий и сооружений является весьма актуальной. В настоящее время используются различные системы отопления, как конвективные, так и лучистые [1]. Особое внимание привлекают технологии с применением газовых инфракрасных излучателей (ГИИ) [2], которые обеспечивают условия теплового комфорта в помещении [3] при минимизации затрат энергии. Рассматриваются различные варианты, в том числе, использование дискретного режима отопления или адаптивной системы прогнозирования управления тепловыми режимами. Авторы [1] проводили анализ применения такого режима отопления для четырёх разных отопительных систем. Использование прогнозируемого управления системой на базе лучистых панелей с различным положением излучателей проанализировано в [3]. Также в последнее время уделяется много внимания изучению систем отопления при различных вариантах их расположения и особенностей исполнения с целью достижения условий теплового комфорта. Например, для системы отопления «теплый пол» [4] проведен выбор оптимальных конструктивных параметров системы (толщина алюминиевого отражателя), а в [5] проведён анализ влияния габаритных размеров элементов гибридной лучисто-конвективной системы с целью достижения высокой эффективности расхода энергии при создании теплового комфорта в помещениях. При анализе систем отопления на базе газовых инфракрасных излучателей в основном оценивалась средняя температура в помещении [7]. Влияние каких-либо характеристик материалов ограждающих конструкций не оценивалось. Но использование материалов с определённой степенью черноты может интенсифицировать или минимизировать теплообмен за счет излучения. Поэтому целью работы является изучение влияния излучательных свойств материалов на интенсивность лучистого теплообмена при работе газовых инфракрасных излучателей.

### 2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ТЕКСТА ПУБЛИКАЦИЙ

Для численного анализа процессов тепломассопереноса использовались модули «The Heat Transfer in Fluids Interface» и «The Turbulent Flow, k-ε Interface» программной среды COMSOL Multiphysics. Моделирование проводилось в двухмерной постановке в области, схематично представленной на рис 1. Для интегрирования уравнений применялся метод ко-

нечных элементов. Параметры радиационного теплового потока рассчитывались модулем «Surface-to-Surface Radiation» для серых поверхностей с соответствующими степенями черноты в рамках зонной модели с учетом средних угловых коэффициентов.

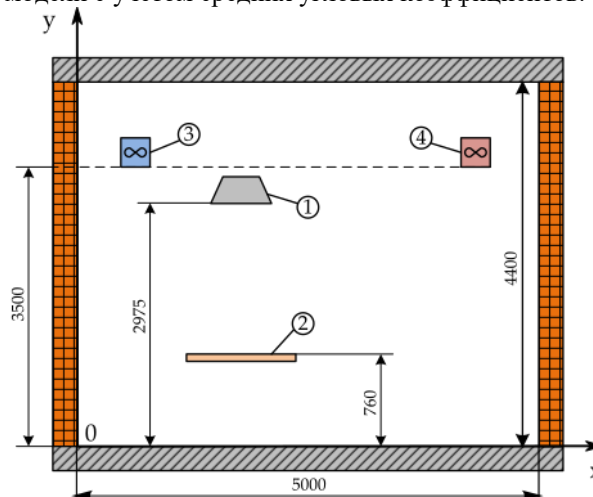


Рис. 1. Схема области решения. Размеры представлены в мм (1 – ГИИ, 2 – горизонтальная панель, 3 – зона притока воздуха, 4 – зона оттока воздуха).

На твердых поверхностях для уравнений движения воздуха задавалось условие прилипания. На участке ввода воздуха задавались расход и температура, на выходе – постоянное давление равное атмосферному.

### 3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численный анализ основных закономерностей был проведён при следующих основных исходных данных: начальная температура в помещении – 7°C, температура нагретой поверхности ГИИ – 800°C, температура на входе приточной вентиляции – 7°C, расход воздуха на входе приточной вентиляции – 0,01 кг/с. Основные характеристики материалов элементов конструкции приведены в таблице 1. Рассматривались два варианта с различными излучательными способностями материалов: 1 вариант - ограждающие конструкции с высокой степенью поглощения инфракрасного излучения, а панель с низкой и 2 вариант - панель с высокой степенью поглощения излучения, а ограждающие конструкции с низкой.

Таблица 1. Теплофизические свойства материалов объектов конструкции

Объект	Толщина (м)	Материал	Плотность (кг м <sup>-3</sup> )	Теплоемкость (Дж кг <sup>-1</sup> К <sup>-1</sup> )	Теплопроводность (Вт К <sup>-1</sup> м <sup>-1</sup> )	Степень черноты, $\epsilon_{\text{пол}}$
Пол, потолок, стены	0,1	Бетон	2500	2400	1.55	0.95 (0.3)*
Горизонтальная панель	0,02	Сосна	520	2300	0.2	0.3 (0.95)*

\* - значения степени черноты при втором варианте расчета.

Основные результаты двух вариантов расчета представлены на рис. 2, 3.

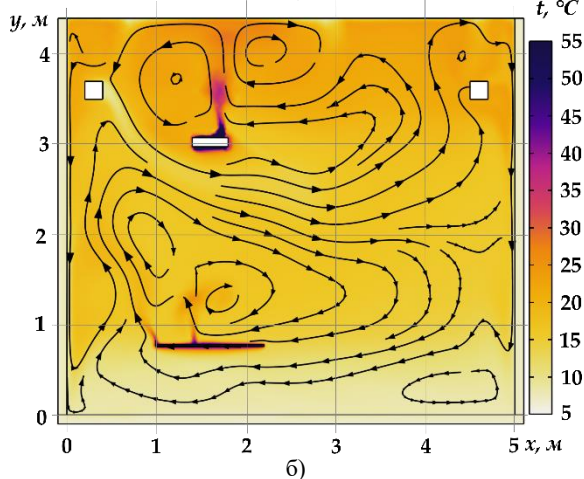
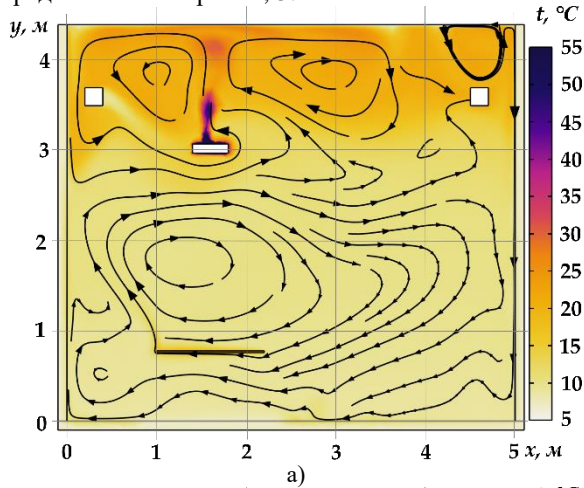


Рисунок 2 – Температурное поле и линии тока через 60 минут работы ГИИ: а – при  $\epsilon_{\text{пол}}=0,95$  и  $\epsilon_{\text{пов}}=0,3$ ; б – при  $\epsilon_{\text{пол}}=0,3$  и  $\epsilon_{\text{пов}}=0,95$ .

Анализ полученных полей температур (рис. 2) позволяет обоснованно предполагать о возможности существенного изменения теплового режима помещения в результате выбора излучательных характеристик как ограждающих конструкций, так и поверхностей оборудования, расположенного в нём. При уменьшении степени поглощения лучистого потока, падающего на поверхности ограждающих конструкций, уменьшаются тепловые потери через них в окружающую среду. Увеличение степени поглощения лучистого потока поверхностью оборудования позволяет существенно повышать его температуру и способствовать нагреву, обтекающего его воздуха. Тем не менее, вблизи поверхности пола воздух прогревается недостаточно (рис. 3). Как показывают результаты расчетов, более

комфортных условий можно достичь при повышении степени черноты локально (рядом с оборудованием) при одновременной изоляции этих зон (например, размещение теплоотражающих покрытий на полу рядом с оборудованием).

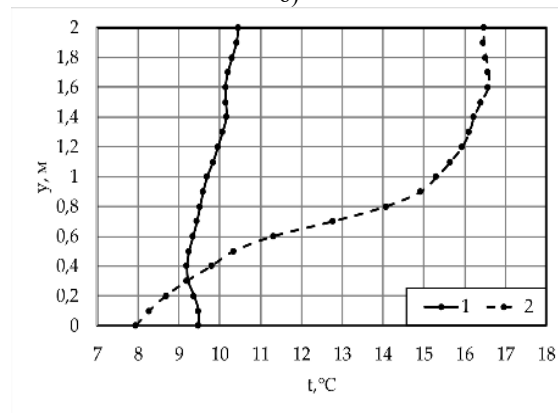
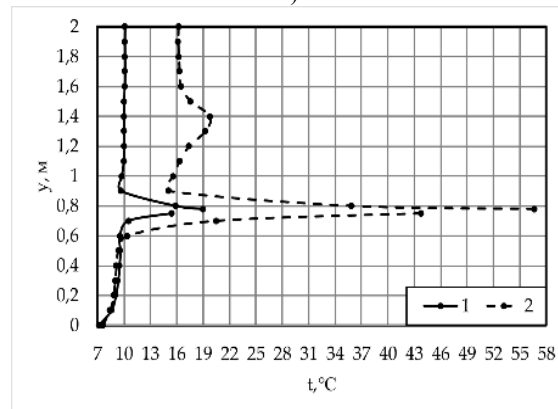
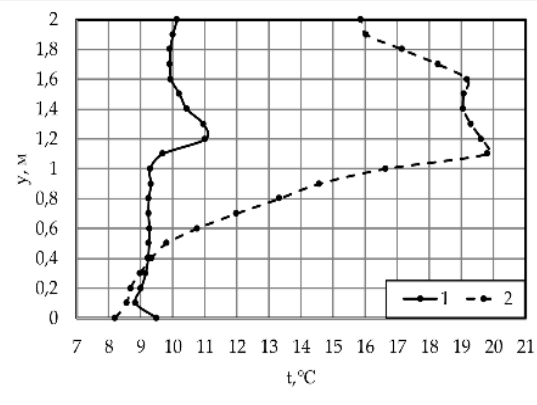


Рисунок 3 – Распределение температур воздуха по высоте: а)  $x=0,8$  м; б)  $x=1,6$  м; в)  $x=2,4$  м. (1 – при  $\epsilon_{\text{пол}}=0,95$  и  $\epsilon_{\text{пов}}=0,2$ ; 2 – при  $\epsilon_{\text{пол}}=0,2$  и  $\epsilon_{\text{пов}}=0,95$ )



#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено математическое моделирование процессов теплопереноса в помещении при совместной работе газового инфракрасного излучателя и системы воздухообмена для вариантов с различными излучательными способностями поверхностей ограждающих конструкций и оборудования. Результаты проведенных исследований позволяют сформулировать рекомендации по выбору материалов поверхностей ограждающих конструкций и оборудования для повышения энергоэффективности использования газовых инфракрасных излучателей при создании комфортных температурных условий в помещениях.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект № 20-19-00226).*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wang Z., Luo M., Geng Y., Lin B. and Zhu Y.** A model to compare convective and radiant heating systems for intermittent space heating, *Applied Energy*. 2018. V. 215. P. 211-226.
2. **Kuznetsov G.V., Maksimov V.I., Nagornova T.A., Voloshko I.V., Gutareva N.Y. and Kurilenko N.I.** Experimental determination of the worker's clothing surface temperature during the ceramic gas heater operation // *Thermal Science and Engineering Progress*. 2021. V. 22. Article number 100851.
3. **Hesaraki A. and Huda N.** A comparative review on the application of radiant low-temperature heating and high-temperature cooling for energy, thermal comfort, indoor air quality, design and control // *Sustainable Energy Technologies and Assessments*. 2022. V. 49. Article number 101661.
4. **Werner-Juszczuk A.J.** The influence of the thickness of an aluminium radiant sheet on the performance of the lightweight floor heating // *Journal of Building Engineering*. 2021. V. 44. Article number 102896.
5. **Dong J., Zheng W., Song M., Chen Z., Jiang Y.** Numerical simulation on heating performances of a radiant-convective heating terminal // *Journal of Building Engineering*. 2021. V. 39. Article number 102307.
6. **Maksimov V.I., Nagornova T.A. and Kurilenko N.I.** Verification of conjugate heat transfer models in a closed volume with radiative heat source // *MATEC Web of Conferences*. 2016. V. 729. Article number 01061.
7. **Kavga A., Karanastasi E., Konstas I. and Panidis Th.** Performance of an Infrared Heating System in a Production Greenhouse // *IFAC Proceedings*, 2013. Vol. 46. No 18. P. 235–240.

## ВЛИЯНИЕ ОСИ ВРАЩЕНИЯ НА СЛОЖНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ОБОГРЕВАЕМОЙ КУБИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Естественная конвекция представляет большой интерес для решения широкого круга технических и инженерных приложений. Задачи, связанные с вращающимися системами, часто встречаются, например, при разработке роторных теплообменников, систем выращивания кристаллов, в космической промышленности, при проектировании систем охлаждения электронной аппаратуры. Исследование влияния центробежных сил и сил Кориолиса проводится, например, в [1]. Не менее интересным является изучение естественной конвекции в условиях теплообмена излучением. Например, в [2] показано, что увеличение коэффициента излучения поверхностей может привести к интенсификации теплообмена. Поэтому в данной работе рассматривается конвективно-радиационный теплообмен в дифференциально-обогреваемой кубической вращающейся полости и проводится исследование влияния оси вращения.

На рис. 1 изображена кубическая полость размера  $H$ . Полость вращается вокруг одной из координатных осей с постоянной угловой  $\xi_0$ . Полость имеет одну вертикальную охлаждаемую стенку, поддерживаемую при температуре  $T_c$ , и противоположную нагреваемую стенку, поддерживаемую при температуре  $T_h$ . Все остальные стенки являются теплоизолированными. Жидкость, заполняющая полость, является ньютоновской несжимаемой жидкостью и удовлетворяет приближению Буссинеска. Все ее физические параметры не зависят от температуры. Внутренние поверхности полости являются диффузно-серыми и могут отражать излучение, в то время как жидкость является прозрачной для излучения.

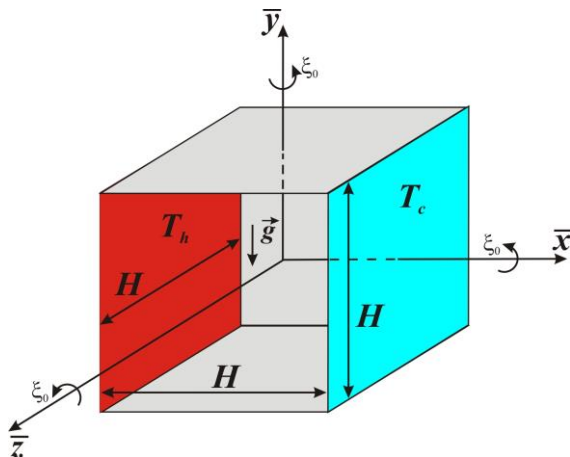


Рис. 1. Область решения.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Определяющие уравнения естественной конвекции и теплового излучения, основанные на законах сохранения массы, импульса и энергии, записаны в безразмерных переменных «векторный потенциал – вектор завихренности – температура». Более подробно уравнения описаны в работе [3], в случае вращения вокруг оси  $O\bar{z}$ .

Разработанная система уравнений решалась при следующих начальных и граничных условиях [3]: в начальный момент времени жидкость покоится и ее безразмерная температура равна средней температуре между нагреваемой и охлаждаемой стенками. Адиабатические стенки принимают участие в теплообмене излучением; для компонент скорости на границах применяется условие прилипания.

Радиационный теплообмен между поверхностями реализуется с помощью метода сальдо [4]. Безразмерный тепловой поток  $Q_{rad,k}$  определяется на основе уравнения теплового баланса с помощью плотности потока эффективного излучения  $R_k$ :

$$Q_{rad,k} = R_k - \sum_{i=1}^{NS} F_{k-i} R_i$$

Угловые коэффициенты  $F_{k-i}$  определяются путем интегрирования по соответствующим элементам поверхностей [4]. Поток эффективного излучения  $R_k$  определяется следующим образом:

$$R_k = (1 - \epsilon_k) \sum_{i=1}^{NS} F_{k-i} R_i + \epsilon_k (1 - \gamma)^4 \left( \theta_k + 0.5 \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma} \right)^4$$

где  $\epsilon_k$  – коэффициент излучения,  $\gamma$  – температурный параметр,  $NS$  – количество поверхностей.

Интенсивность теплообмена характеризуется средним конвективным и средним радиационным числами Нуссельта, определяемыми как

$$\overline{Nu}_{con} = \int_{-0.5}^{0.5} \int_{-0.5}^{0.5} \left. \frac{\partial \theta}{\partial y} \right|_{x=-0.5} dy dz,$$

$$\overline{Nu}_{rad} = N_{rad} \int_{-0.5}^{0.5} \int_{-0.5}^{0.5} Q_{rad}|_{x=-0.5} dy dz$$

Полученная система уравнений при описанных начальных и граничных условиях решалась методом конечных разностей. При этом дискретизированное уравнение Пуассона для компонент векторного потенциала решалось методом последовательной верхней релаксации. Для решения уравнений движения и энергии применялась локально-

одномерная схема А.А. Самарского [5] с последующим применением метода прогонки.

Разработанные математическая модель и программный расчетный код были проверены с помощью задачи естественной конвекции в дифференциально-обогреваемой вращающейся полости [6].

На рис. 2 можно наблюдать хорошее сравнение полученных изотерм (в различных сечениях) с данными [6].

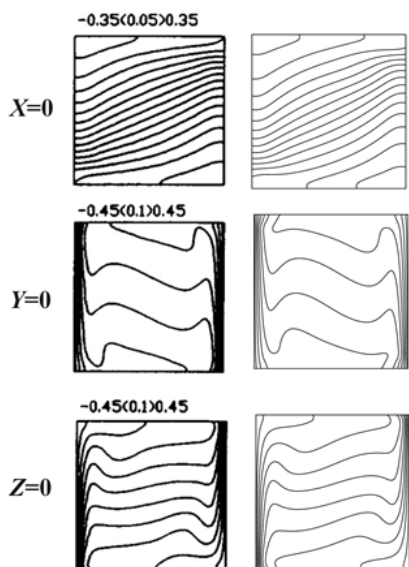


Рис. 2. Данные [6] (левый столбец) в сравнении с полученными результатами при  $Ra = 10^6$ ,  $Ta = 10^6$ ,  $Ra_\xi = 10^2$  (правый столбец).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчеты проведены в широком диапазоне изменения определяющих параметров:  $Pr = 0.7$ ,  $Ra = 10^5$ ,  $Ra_\xi = 1.8 \cdot 10^2 - 1.8 \cdot 10^4$ ,  $Ta = 10^3 - 10^6$  и  $\varepsilon = 0 - 0.9$ . В результате исследований описано влияние параметров на средние конвективное и радиационное числа Нуссельта, а также на общую интенсивность теплообмена. Исследовано влияние оси вращения на теплообмен.

В случае горизонтальной оси вращения при низких и умеренных угловых скоростях можно наблюдать установление периодических изменений интенсивности теплообмена с периодом равным полному обороту полости [3]. При увеличении скорости вращения полости наблюдается подавление конвективного теплообмена, а значение интегрального коэффициента теплообмена перестает осциллировать и устанавливается.

На рис. 3 изображено изменение среднего конвективного числа Нуссельта с течением времени при  $\varepsilon = 0$ , различных числах  $Ta$  и  $Ra_\xi$  при вращении полости вокруг оси  $O\bar{y}$ . При  $\varepsilon = 0$  значения радиационного числа Нуссельта равны нулю. В случае вертикальной оси вращения периодичность не наблюдается при всех значениях числа Тейлора. Но увеличение числа Тейлора также приводит к снижению интенсивности теплообмена.

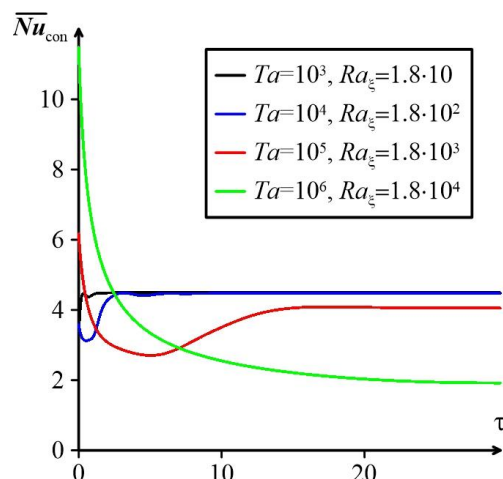


Рис. 3. Зависимость среднего конвективного числа Нуссельта от времени при  $\varepsilon = 0$ , различных числах  $Ta$  и  $Ra_\xi$ .

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель естественной конвекции во вращающейся дифференциально-обогреваемой полости. Проведены расчеты в широком диапазоне изменения управляющих параметров. Получены и описаны изменения интенсивности теплообмена в течение вращения полости. Исследовано влияние положения оси вращения. Установлено, что при вращении полости вокруг горизонтальных осей, возможны режимы, при которых теплообмен может быть периодическим или устанавливаться в зависимости от интенсивности вращения, в то время как при вращении вокруг вертикальной оси, теплообмен не является периодическим.

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kumar M., Pundarika G., Narasimha K.R. and Seetharamu K.N. Effect of Rayleigh Number with Rotation on Natural Convection in Differentially Heated Rotating Enclosure // Journal of Applied Fluid Mechanics. 2017. Vol. 10, P. 1125–1138.
2. Martyushev S.G. and Sheremet M.A. Conjugate natural convection combined with surface thermal radiation in a three-dimensional enclosure with a heat source // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2014 Vol. 73. P. 340–353.
3. Михайленко С.А. Влияние поверхностного излучения на тепловую конвекцию во вращающейся кубической полости // Перспективы развития фундаментальных наук: сборник трудов XVIII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. 2021. Т. 3. С. 64–66.
4. Зигель Р., Хауэлл Д. Теплообмен излучением. М: Мир, 1975. 933 с.
5. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.
6. Lee T.L. and Lin T.F. Transient three-dimensional convection of air in a differentially heated rotating cubic cavity // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1996. Vol. 39(6). P. 1243–1255.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ НОРМАЛЬНОЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 1 – 18 мкм И ТЕМПЕРАТУР 300 – 1700 °С НА ВОЗДУХЕ

### АННОТАЦИЯ

Описана созданная в «ОНПП «Технология» им. А.Г.Ромашина» лабораторная установка для определения спектральной нормальной излучательной способности электропроводных материалов. Установка реализует распространенную в настоящее время схему измерения - прямой радиационный метод. Основное внимание в работе уделено методике обработки получаемых спектров. В частности описана процедура коррекции излучательной способности на отраженное от образца излучение и получения истинной температуры образца при помощи пирометрии в спектральной полосе.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Спектральная направленная излучательная способность в полярной системе координат  $(\vartheta, \varphi)$  с центром в излучающей точке на поверхности определяется как отношение интенсивности излучения реальной поверхности  $I_s(\lambda, \vartheta, \varphi, T)$  в заданном направлении к интенсивности  $I_{bb}(\lambda, T)$  излучения АЧТ:

$$\varepsilon_{\lambda,d}(\lambda, \vartheta, \varphi, T) = I_s(\lambda, \vartheta, \varphi, T) / I_{bb}(\lambda, T), \quad (1)$$

В настоящее время разработано большое число методов определения излучательной способности [1-3]. Прямые радиационные методы основаны непосредственно на выражении (1) [4-6]. Важным их достоинством является то, что спектральный состав теплового излучения несет в себе информацию не только о тепловом, но и о химическом состоянии поверхности, что особенно важно, когда в процессе нагрева материала на его поверхности происходят химические реакции, например, окисление. Основные источники ошибок радиационных методов связаны с влиянием теплового излучения окружающего пространства, нестабильностью спектральных характеристик системы и несоответствием температур эталона и образца [7].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

### 2.1. Принципиальная схема установки

Двумя ключевыми компонентами установки, реализующей радиационный метод, являются спектральный радиометр и эталонный излучатель, имитирующий спектр АЧТ. В качестве радиометра используется Фурье-спектрометр, снабженный оптической системой для коллимации излучения (рис.1)

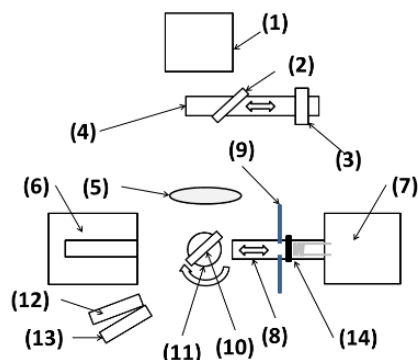


Рис.1. Принципиальная схема установки  
На рис. 1 введены следующие обозначения: (1) – Фурье-спектрометр, (2) – зеркало, (3) – измеритель интегральной мощности, (4) – линейный транслятор; (5) – система линз из ZnSe, (6) – эталонный излучатель, (7) – индукционный нагреватель, (8) – линейный транслятор, (9) – водоохлаждаемая апертура, (10) – зеркало, (11) – поворотная платформа, (12,13) – пирометры, (14) – образец.

### 2.2. Процедура измерения

Процедура измерения интегральной и спектральной интенсивности излучения образца и эталона строится на ряде конфигураций оптических элементов, которые приведены на рис.2.

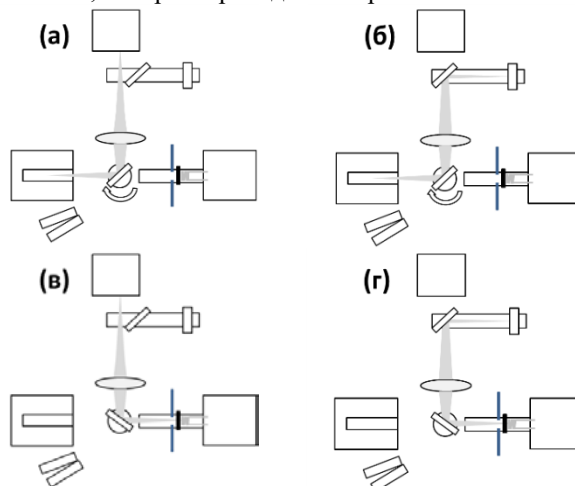


Рис.2. Путь излучения и положение оптических элементов при измерении спектральных (а,в) и интегральных (б,г) мощностей эталона (а,б) и образца (в,г).

Переход между конфигурациями осуществляется в автоматическом режиме при помощи моторизованных поворотных и линейных трансляторов. При измерении спектров излучения,

эталонный излучатель выставляется на заданную температуру  $T_{изм,i}$  для  $i$ -й температурной точки. Образец также нагревается до температуры  $T_{изм,i}$ , которая контролируется при помощи частичного излучения пирометров. После нагрева образца и эталона оптические элементы переводятся в положение (Рис.2а.) и производится измерение спектра излучения эталона ( $S_{эт.изм.,ij}$ ) для массива длин волн  $\lambda_j$ ,  $j = 1 \dots N$ , одновременно с этим записывается темновой сигнал измерителя мощности ( $W_{эт.темн,i}$ ). В положении рис.2б производится измерение мощности эталона ( $W_{эт.изм.,i}$ ) и темнового сигнала спектрометра ( $S_{эт.темн.,ij}$ ). Аналогично измеряются спектры излучения образца ( $S_{обр.изм.,ij}$ ), темновой сигнал мощности образца ( $W_{обр.темн,i}$ ), мощность образца ( $W_{обр.изм.,i}$ ) и его темновой спектр ( $S_{обр.темн.,ij}$ ). Далее запускается следующий цикл измерения для температуры  $T_{изм,i+1}$ . После описанного выше цикла измерений для температуры измерения  $T_{изм,i}$  рассчитываются интенсивности эталона ( $S_{эт.,ij}$ ) и образца ( $S_{обр.,ij}$ ), скорректированные на уровень темнового сигнала:  $S_{эт.,ij} = S_{эт.изм.,ij} - S_{эт.темн.,ij}$  и  $S_{обр.,ij} = S_{обр.изм.,ij} - S_{обр.темн.,ij}$ . Аналогично корректируются измеренные мощности эталона ( $W_{эт.,i}$ ) и образца ( $W_{обр.,i}$ ). Аналогичная процедура, включая коррекцию на темновые сигналы, применяется и при коррекции на отраженное от образца излучение с той только разницей, что образец при этом не нагревается. Процедура коррекции производится до начала нагрева образца, так как окисление приводит к необратимым изменениям поверхности.

### 3. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ

#### 3.1. Калибровка спектральной чувствительности

Исходными данными для вычисления спектральной и интегральной излучательной способности служат наборы спектров теплового излучения образца  $S_{обр.,ij}$  и эталона  $S_{эт.,ij}$ , а также мощности образца  $W_{обр.,i}$  и эталона  $W_{эт.,i}$  измеренные для температур измерения  $T_{изм,i}$ , где  $i = 1 \dots M$ . Перед обработкой результатов измерения все данные сортируются в сторону возрастания температур таким образом, что  $T_{изм,i-1} < T_{изм,i}$ . Для эталона, температура измерения  $T_{изм,i}$  соответствует его реальной температуре. Измеряемые спектрометром интенсивности излучения эталона и образца зависят от спектральной чувствительности измерительного тракта  $C(\lambda, T)$ . Кроме того, спектр излучения эталона должен быть скорректирован на его неидеальность путем введения спектральной излучательной способности эталона  $\varepsilon_{эт.}(\lambda, T)$ . Зависимость  $\varepsilon_{эт.}(\lambda, T)$  от длины волны и температуры рассчитывается из корректировочных таблиц, поставляемых вместе с эталонным излучателем. Спектральная интенсивность, регистрируемая спектрометром при измерении эталонного излучателя, может быть описана следующей зависимостью:

$$S_{эт.,ij} = C_{ij} \cdot \varepsilon_{эт.ij} \cdot I_{bb}(\lambda_j, T_{изм,i}) \quad (2)$$

Сигнал, регистрируемый в режиме измерения излучения образца, складывается из собственного излучения образца, а также излучения окружающего образец пространства, отраженного от поверхности образца в измерительный тракт. При измерении спектра образца его температура поддерживается постоянной путем ПИД регулирования с показаниями пирометра в качестве обратной связи. Так как излучательная способность материала не известна, то и реальная температура образца остается неизвестной, то есть, для спектра образца, измеряемого при температуре по показаниям ведущего пирометра  $T_{изм,i}$ , можно написать следующее выражение:

$$S_{обр.,ij}/C_{ij} = [\varepsilon_{обр.ij} I_{bb}(\lambda_j, T_{ист,i}) + (1 - \varepsilon_{обр.ij}) I_{окрж.ij}], \quad (3)$$

где  $\varepsilon_{обр.ij} = \varepsilon_{обр.}(\lambda_j, T_{ист,i})$  – спектральная излучательная способность образца при истинной (неизвестной) температуре  $T_{ист,i}$  на длине волны  $\lambda_j$ ,  $I_{окрж.ij}$  – суммарный поток излучения, падающего из окружающего пространства и облучающего поверхность образца под всеми телесными углами. В формуле (3) неизвестными являются функция  $\varepsilon_{обр.ij}$ , истинная температура образца  $T_{ист,i}$  и поток излучения  $I_{окрж.ij}$ . Следует, спектральная чувствительность  $C_{ij}$  согласно (2) имеет вид:  $C_{ij} = S_{эт.,ij}/\varepsilon_{эт.ij} \cdot I_{bbij}$ .

#### 3.2. Коррекция на отраженное излучение

Поток излучения  $I_{окрж.ij}$  имеет две составляющие. Первая - тепловое излучение от корпуса установки ( $I'_{окрж.ij}$ ), а вторая – излучение эталона, отраженное на образец от корпуса установки ( $I''_{окрж.ij}$ ). Если корпус является термостатируемым, то зависимостью  $I'_{окрж.ij}$  от температуры измерения можно пренебречь, то есть  $I'_{окрж.ij} = I'_{окрж.j}$ . Вторая составляющая зависит от температуры эталона. Обе составляющие могут быть определены экспериментально. Для определения  $I'_{окрж.j}$  можно использовать измерения при комнатной температуре. Аналогично измерениям при нагреве, в соответствии с формулой (2):

$$S_{эт.,0j} = C_{0j} \varepsilon_{эт.0j} I_{bb,0j}, \quad (4)$$

где  $I_{bb,0j}$  - спектральная мощность излучения АЧТ при комнатной температуре  $T_{изм,i} = 300 K$ . Далее используются данные по спектральной излучательной способности образца при комнатной температуре  $\varepsilon_{обр.0j} = \varepsilon_{обр.}(\lambda_j, T_{ист,0} = 300 K)$ , измеренной на Фурье-спектрометре с интегрирующей сферой. Из выражений (3) и (4) следует, что величина падающего на образец потока излучения от корпуса установки выражается в виде:

$$I'_{окрж.j} = I_{bb,0j} \frac{(\varepsilon_{эт.0j} S_{обр.0j} - \varepsilon_{обр.0j} S_{эт.0j})}{S_{эт.0j}(1 - \varepsilon_{обр.0j})}, \quad (5)$$

где  $S_{обр.0j}$  - измеренный спектр излучения образца при комнатной температуре.

Чтобы определить вторую составляющую  $I''_{окрж.ij}$ , обусловленную отражением излучения эталона от корпуса установки, можно измерить спектр излучения

образца и эталона при не нагретом образце и нагретом до температур  $T_{изм,i}$  эталоне. Излучательная способность образца при этом соответствует измеренной при комнатной температуре. В соответствии с (2) и (4), в такой конфигурации, излучение, регистрируемое приемной системой в тракте образца:

$$S'_{об,ij} = C'_{ij} [\varepsilon_{об,0j} I_{bb,0j} + (1 - \varepsilon_{об,0j}) (I_{bb,0j} \frac{(\varepsilon_{эт,0j} S_{об,0j} - \varepsilon_{об,0j} S_{эт,0j})}{S_{эт,0j}(1 - \varepsilon_{об,0j})}) + I''_{окруж,ij}] \quad (6)$$

Калибровочная функция  $C'_{ij} = S'_{эт,ij} / \varepsilon_{эт,ij} \cdot I_{bb,ij}$ , соответствует нагретому эталону и не нагретому образцу. Выразив из (6)  $I''_{окруж,ij}$  с учетом (5) получим:

$$I_{окруж,ij} = \left( \frac{S'_{об,ij}}{S'_{эт,ij}} \varepsilon_{эт,ij} I_{bb,ij} - \varepsilon_{об,0j} I_{bb,0j} \right) / (1 - \varepsilon_{об,0j}) \quad (7)$$

Таким образом, для определения  $I_{окруж,ij}$  достаточно измерить спектры образца ( $S'_{об,ij}$ ) и эталона ( $S'_{эт,ij}$ ) при комнатной температуре образца и температурах эталона  $T_{изм,i}$ .

### 3.3. Определение истинной температуры образца

После коррекции на отраженное излучение в выражении (3) для регистрируемого спектра образца неизвестными остаются только  $\varepsilon_{об,ij}$  и  $T_{ист,i}$ . Для определения  $T_{ист,i}$  может быть использован метод спектральной пирометрии ([8, 9]). Основная идея этого подхода состоит в предположении, что в некотором интервале длин волн  $[\lambda_{j_a} \dots \lambda_{j_b}]$ , таком, что для натуральных чисел  $j_b$  и  $j_a$ :  $j_b - j_a = K - 1$  (в интервал попадает  $K$  точек спектра); для аппроксимации излучательной способности может быть использована функция, имеющая ограниченный набор ( $L - 1$  штук) переменных коэффициентов ( $a_{ki}$ ), где  $k = 0 \dots L - 2$ . Тогда, при условии, что  $K > L$ , может быть поставлена задача минимизации невязки между рассчитанным по (3)  $I_{об,ij}$  в границах интервала длин волн  $j_a \leq j \leq j_b$  и его аппроксимацией в пространстве  $L$  переменных ( $a_{0i} \dots a_{(L-2)i}, a_{(L-1)i}$ ), где  $a_{(L-1)i} = T_{ист,i}$ . Мы использовали полиномиальную аппроксимацию излучательной способности в виде:  $\varepsilon_{об,ij} = \sum_{k=0}^{L-2} a_{0i} \lambda_j^k$ . Тогда из (3) функция невязки между экспериментом и расчетом на длине волны  $\lambda_j \in [\lambda_{j_a} \dots \lambda_{j_b}]$  может быть записана в виде:

$$r_{ij} = \varepsilon_{об,ij} \cdot (I_{bb}(\lambda_j, T_{ист,i}) - I_{окруж,ij}) - (S_{об,ij} / C_{ij} - I_{окруж,ij}) = f_{ij}(\lambda_j, a_{0i} \dots a_{(L-2)i}, a_{(L-1)i}) - y_{ij} \quad (8)$$

где  $f_{ij} = (I_{bb}(\lambda_j, a_{(L-1)i}) - I_{окруж,ij}) \cdot \sum_{k=0}^{L-2} a_{0i} \lambda_j^k$ , а  $y_{ij} = (S_{об,ij} / C_{ij} - I_{окруж,ij})$ .

Задача минимизации среднеквадратичной невязки:

$$\min (\|r_{ij}\|_2), \text{ где } \|r_{ij}\|_2 = \frac{1}{2} \sum_{j=j_a}^{j_b} r_{ij}^2. \quad (9)$$

Для оптимизации мы использовали метод Ньютона-Гаусса [10]. Если записать набор параметров и невязки в виде вектор-столбцов:  $\bar{\beta}_i = (a_{0i} \dots a_{(L-2)i}, a_{(L-1)i})^T$  и  $\bar{r}_i = (r_{ij_a}, \dots, r_{ij_b})^T$ , то итерационная формула метода Ньютона-Гаусса примет вид:

$$\bar{\beta}_{i(m+1)} = \bar{\beta}_{i(m)} - (J_{(m)}^T J_{(m)})^{-1} J_{(m)}^T \bar{r}_{i(m)} \quad (10)$$

В выражении (10)  $\bar{\beta}_{i(m)}$  и  $\bar{r}_{i(m)}$  – соответственно векторы параметров оптимизации и невязки на  $m$ -м шаге подгонки, а  $J_{(m)}$  – матрица Якоби (размером  $K \times L$ ) первых производных функции  $f_i(\lambda, \bar{\beta}_i)$  по параметрам оптимизации, рассчитанная для вектора параметров  $\bar{\beta}_{i(m)}$ ,  $m$  – шаг итерации. Элемент  $(j - j_a)$ -й строки и  $-j_a$ -го столбца матрицы Якоби:  $J_{(m)(j-j_a)k} = \frac{\partial f_i}{\partial a_{ki}}(\lambda_j, \bar{\beta}_{i(m)})$ ,  $j_a \leq j \leq j_b$ . Для функции  $f_i(\lambda, \bar{\beta}_i)$  нашей задачи, элементы матрицы Якоби имеют вид:

$$J_{(m)(j-j_a)k} = \text{sign}(a_{ki(m)}) \lambda_j^k I_{bb\text{корр}ij}, k = 0 \dots (L - 2)$$

$$J_{(m)(j-j_a)(L-1)} = \frac{\partial I_{bbij}}{\partial T} \sum_{k=0}^{L-2} a_{ki(m)} \lambda_j^k,$$

где введены следующие обозначения:

$$I_{bb\text{корр}ij} = I_{bb}(\lambda_j, a_{(L-1)i(m)}) - I_{окруж,ij}; \quad \text{sign}(a_{ki}) = -1 \text{ для } a_{ki} < 0, +1 \text{ для } a_{ki} > 0 \text{ и } 0 \text{ для } a_{ki} = 0; \quad \frac{\partial I_{bbij}}{\partial T}$$

производная функции Планка по температуре, рассчитанная для длины волны  $\lambda_j$  и температуры  $T_{ист,i} = a_{(L-1)i(m)}$ . Соотношение (10) позволяет итерационно изменять вектор параметров  $\bar{\beta}_i$  таким образом, чтобы происходило уменьшение  $\|r_{ij}\|_2$ . Критерием окончания оптимизации было изменение значения  $\|r_{ij}\|_2$  на уровне  $10^{-8}$ , то есть,  $|\|r_{ij}\|_2|_{m+1} - \|r_{ij}\|_2|_m < 10^{-8}$ , либо  $\|\bar{\beta}_{i(m+1)} - \bar{\beta}_{i(m)}\|_2 < 10^{-6}$ . В качестве стартовых значений  $(a_{0i} \dots a_{(L-2)i})_{(m=0)}$

вектора  $\bar{\beta}_{i(0)}$  для параметров аппроксимации излучательной способности  $(a_{0i} \dots a_{(L-2)i})$  использовались результаты полиномиальной аппроксимации  $\varepsilon_{об,(i-1)j}$  для предыдущей температурной точки в спектральном интервале текущей температурной точки. Как показано ниже, интервалы  $[\lambda_{j_a} \dots \lambda_{j_b}]$  для различных температур измерения могли быть разными. Для нижней температурной точки  $T_{изм,1}$  в качестве стартовых  $(a_{0i} \dots a_{(L-2)i})_{(m=0)}$  использовались коэффициенты полиномиальной аппроксимации излучательной способности, измеренной при комнатной температуре  $\varepsilon_{об,0j}$ . Для температуры стартовая точка вычислялась по истинной  $T_{ист,i-1}$  и измеренной  $T_{изм,i-1}$  температурам предыдущей точки:  $(a_{(L-1)i})_{(m=0)} = T_{изм,i} + (T_{ист,i-1} - T_{изм,i-1})$ .

Зная истинную температуру образца, рассчитав функцию коррекции и спектральную чувствительность, с учетом выражений (2,3,7) спектральная излучательная способность выражается через измеренные характеристики в виде:

$$\varepsilon_{об,ij} = 1 - \frac{1 - \varepsilon_{эт,ij} \frac{I_{bb}(\lambda_j, T_{изм,i}) S_{об,ij}}{I_{bb}(\lambda_j, T_{ист,i}) S_{эт,ij}}}{1 - \frac{(S'_{об,ij} - \varepsilon_{эт,ij} I_{bb}(\lambda_j, T_{изм,i}) - \varepsilon_{об,0j} I_{bb,0j})}{(1 - \varepsilon_{об,0j}) I_{bb}(\lambda_j, T_{ист,i})}} \quad (11)$$

После того как определена  $\varepsilon_{об,ij}$ , можно рассчитать относительную погрешность ее аппроксимации полиномом при расчете истинной температуры:

$$\delta_i = \sqrt{\sum_{j=\lambda_a}^{\lambda_b} \Delta \varepsilon_{об.ij}^2} / \sqrt{\sum_{j=\lambda_a}^{\lambda_b} \varepsilon_{об.ij}^2} \quad (12)$$

где  $\Delta \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^{approx}$  – разница между истинным значением  $\varepsilon_{ij}$ , рассчитанным по (11) и его аппроксимацией  $\varepsilon_{ij}^{approx} = \sum_{k=0}^{L-2} a_{0i} \lambda_j^k$  по определенным в ходе оптимизации коэффициентам  $a_{0i} \dots a_{(L-2)i}$ . Важным фактором, влияющим на погрешность аппроксимации излучательной способности полиномом является выбор интервала длин волн  $[\lambda_{ja} \dots \lambda_{jb}]$ . Так, например, в него не должны попадать узкие спектральные полосы, которые могут проявляться в спектре в процессе измерения. Поэтому в созданной установке был реализован метод скользящего спектрального интервала, когда для каждой температуры проводилась оптимизация его положения при фиксированной длине  $(\lambda_{jb} - \lambda_{ja}) = const$ . Алгоритм данной оптимизации приведен на рис.3.



Рис.3. Схема алгоритма оптимизации положения спектрального интервала для определения истинной температуры поверхности

Для  $n$ -го интервала  $(\lambda_{ja} \dots \lambda_{jb})_n$  путем описанной выше процедуры оптимизации методом Ньютона-Гаусса определялись  $(T_{ист.λ})_n, (\varepsilon_{об.ij})_n$  и  $(\delta_{in})_n$ . Далее, если рассчитанное значение  $(\delta_{in})_n$  оказывалось больше критерия  $\zeta$  интервал сдвигался на некоторое постоянное значение  $(\lambda_{ja} \dots \lambda_{jb})_{n+1} = (\lambda_{ja} \dots \lambda_{jb})_n + \Delta \lambda_n$ . При этом, если выполнялось условие  $((\delta_{in})_{n-1} - (\delta_{in})_n) < 0$ , то новый шаг смещения выбирался равным шагу на предыдущей итерации  $\Delta \lambda_n = \Delta \lambda_{n-1}$ ; если же на текущем шаге  $(\delta_{in})_n - (\delta_{in-1})_n > 0$  и одновременно с этим  $|(\delta_{in})_n - (\delta_{in-1})_n| > 10^{-8}$ , то направление смещения спектрального интервала изменялось на противоположное, а длина шага смещения уменьшалась  $(\Delta \lambda)_n = -\Delta \lambda_{n-1} / (1 + \omega)$ , где  $\omega > 0$  – некоторое число, которое подбиралось эмпирически. Уменьшение сдвига интервала производилось пока  $(\Delta \lambda)_n > \Delta \lambda_0 / 2$ , где  $\Delta \lambda_0$  – шаг сетки по длине волны. В качестве стартового интервала брался результат оптимизации интервала для предыдущей температурной точки.

В результате работы алгоритма оптимизации, каждой температуре измерения  $T_{изм,i}$  ставится в соответствие истинная температура образца  $T_{ист,i}$  и спектральная излучательная способность  $\varepsilon_{об.ij}$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описана установка и методика определения излучательной способности, основанная на методе прямого сравнения спектров излучения образца и эталона. Ключевыми особенностями созданной установки, отличающими ее от аналогичных, являются:

- (1) использование индукционного нагрева образца, которое позволяет исключить влияние паразитного излучения нагревательного элемента на регистрируемый сигнал;
- (2) процедура коррекции для исключения вклада отраженного излучения, позволяющая повысить точность измерений;
- (3) применение метода спектральной пирометрии для определения истинной температуры поверхности, позволяющее определять температуру поверхности окисляющегося материала непосредственно по спектру собственного излучения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **M. Arduini** et al. Development and Evaluation of an Improved Apparatus for Measuring the Emissivity at High Temperatures // Sensors. 2021. V.21: p. 6252.
2. **H. Watanabe** et al.. Chapter 9 - Spectral Emissivity Measurements, in Experimental Methods in the Physical Sciences, T.A. Germer, J.C. Zwinkels, and B.K. Tsai, Editors. 2014. Academic Press. 333-366 p.
3. **R.Bickel** An Experimental Method of Measuring Spectral Directional Emissivity of Various Materials and Joule Heating. P.h.d. thesis 2015. University of Kentucky.
4. **V.Tsvetkov** et al. Method for measuring optical characteristics of opaque and translucent solids at temperatures to 1600°C // Physics of Wave Phenomena, 2014. 22: p. 255-261.
5. **M.Rydzek** et al. Newly Designed Apparatus for Measuring the Angular Dependent Surface Emittance in a Wide Wavelength Range and at Elevated Temperatures up to 1400°C // Journal of Physics: Conference Series, 2012. V. 395. P. 012152.
6. **J.Dai, X.Wang, G.Yuan**. Fourier Transform Spectrometer for Spectral Emissivity Measurement in the Temperature Range between 60 and 1500 oC //Journal of Physics: Conference Series. 2005. V.13. P. 63-66.
7. **R.B. Pérez-Sáez, L.d. Campo, M.J. Tello**. Analysis of the Accuracy of Methods for the Direct Measurement of Emissivity //International Journal of Thermophysics, 2008. V. 29(3). P. 1141-1155.
8. **S.P.Rusin**. Temperature recovery of opaque bodies by thermal radiation spectrum: the use of relative emissivity to select the optimal spectral range //Thermophysics and Aeromechanics. 2013. V. 20(5). P. 631-646.
9. **T.Duvaut**. Comparison between multiwavelength infrared and visible pyrometry: Application to metals // Infrared Physics & Technology. 2008. V. 51. P. 292-299.
10. **J.Nocedal, S.J.Wright**. Numerical optimization. Springer series in operation research and financial engineering. 2006. Springer. 664 p.

## ВЛИЯНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА НА ФОРМЫ ФРОНТОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НА ОХЛАЖДАЕМОМ ДИСКЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для выращивания монокристаллов без контакта с тиглем используются методы кристаллизации на затравочный кристалл, касающийся свободной поверхности расплава. Примерами являются методы Чохральского и Киропулоса [1-4]. Процессы кристаллизации из расплавов происходят в системах неизбежно неизотермических и находящихся в поле тяжести. Поэтому в расплавах развивается термогравитационная конвекция [1-4]. При наличии свободной неизотермической поверхности расплава добавляется действие термокапиллярного эффекта (ТКЭ) и конвекция имеет тепловую гравитационно-капиллярную природу [1-4]. Пространственная форма и интенсивность течений зависит от характерных перепадов температуры, геометрии и абсолютных размеров рабочего участка ростовой установки. В работах, касающихся анализа процессов получения монокристаллов методами направленной кристаллизации, подчеркивается, что свободная конвекция плохо управляема. В классическом варианте метода Чохральского для управления гидродинамикой расплавов используется вращение кристалла. В этом случае физическая природа конвективного движения является гравитационно-центробежной [2-4]. Несмотря на большое количество исследований теплообмена в методах направленной кристаллизации, вследствие нелинейности взаимодействия различных механизмов генерации течения, ответов на многие вопросы нет. До настоящего времени мало работ, в которых изучается конвективный теплообмен для случаев, когда действуют силы плавучести, ТКЭ и эффекты вращения [4]. Плохо изучено влияние инверсной зависимости плотности расплавов от температуры на особенности гидродинамики и теплообмена в режимах кристаллизации. Такими свойствами обладают, например, теллуриды кадмия ртути [5], кристаллы которых широко используются в современной технике. Важным, но недостаточно изученным этапом остается начальная стадия роста кристаллов. Технологическая практика показывает, что подбирая режим конвективного теплообмена, можно корректировать форму фронта кристаллизации (ФК). Создание технологий выращивания высококачественных монокристаллов требует понимания особенностей сопряженного конвективного теплообмена при различных сочетаниях теплопроводностей расплавов, кристаллов и материалов тиглей. На исследования этого влияния направлена данная работа. Данные исследования являются развитием работ [2, 3]. Прямые экспериментальные исследо-

вания высокотемпературных технологических процессов являются дорогостоящими и трудоемкими. Измерить характеристики нестационарных полей температуры в составной области тигель-расплав-кристалл ростовой установки практически невозможно. Поэтому целесообразно численно исследовать влияние сопряженного конвективного теплообмена на процесс кристаллизации и на формы ФК. Выполнено численное моделирование начальной стадии роста кристалла из расплава, обладающего инверсной зависимостью плотности от температуры. Вода является удобной модельной жидкостью – имитатором подобных расплавов при экспериментальном и численном исследовании особенностей их кристаллизации.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В численной постановке задачи использована упрощенная схема составной расчетной области (Рисунок 1), состоящей из цилиндрического тигля ( $\Omega_2$ ) с заданной толщиной стенок и дна, расплава и кристалла, если значение температуры в системе становится ниже температуры кристаллизации расплава. Охлаждение, а затем кристаллизация расплава происходит на неподвижном или вращающемся изотермическом диске ( $S_{10}$ ), расположенном на свободной поверхности жидкости ( $S_3$ ). На внешней боковой поверхности тигля ( $S_7$ ) поддерживается начальная температура системы  $T^* = +10^\circ\text{C}$ . Тигель имеет внутренние радиус и высоту 5 см, толщину стенок 0,5 см. Радиус холодного диска 2 см. В момент времени  $t \geq 0$  на диске задается и поддерживается температура  $T_D = -5^\circ\text{C}$ . Диапазон скоростей вращения диска  $0 \leq \omega_D \leq 10$  об/мин. Численно методом конечных элементов в

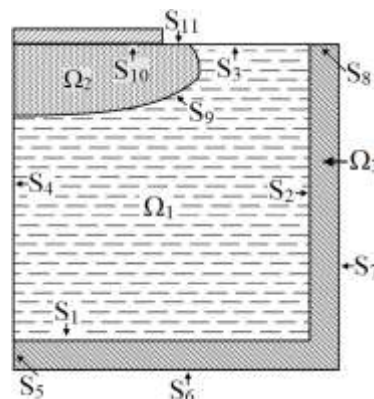


Рисунок 1. Схема расчетной области нестационарной осесимметричной сопряженной постановке задач решены безразмерные системы уравнений тепловой гравитационно-капиллярной и



смешанной конвекции, и безразмерные уравнения теплопроводности в кристалле и в стенках тигля в терминах: температура, вихрь скорости, функция тока, азимутальная компонента скорости:

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial r} + V \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{Pr} \nabla^2 T \pm Q, \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + U \frac{\partial \omega}{\partial r} + V \frac{\partial \omega}{\partial z} - U \frac{\omega}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial W^2}{\partial z} = \\ = \nabla^2 \omega - \frac{\omega}{r^2} - \frac{g \cdot \beta_f(T) \cdot R_T^3 \Delta T}{v_f^2} \frac{\partial T}{\partial r}, \\ \frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial r} + V \frac{\partial W}{\partial z} + U \frac{W}{r} = \nabla^2 W - \frac{W}{r^2}, \\ \nabla^2 \psi - \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = r \cdot \omega, \quad U = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad V = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \\ \frac{c_s \rho_s}{c_f \rho_f} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_s}{\rho_f c_f v_f} \nabla^2 T \pm Q, \\ \frac{c_c \rho_c}{c_f \rho_f} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda_c}{\rho_f c_f v_f} \nabla^2 T, \end{cases}$$

где  $U, V, W$  – компоненты вектора скорости,  $T$  – температура,  $\omega$  – вихрь скорости,  $\psi$  – функция

тока,  $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  – оператор Лапласа,

$Pr = v_f \rho_f c_f / \lambda_f$  – число Прандтля,  $\Delta T$  – характерный перепад температуры. В решаемых уравнениях  $c_f, c_s, c_c$  – коэффициенты удельной теплоемкости расплава, кристалла и тигля соответственно,  $\lambda_f, \lambda_s, \lambda_c$  – коэффициенты теплопроводности,  $\rho_f, \rho_s, \rho_c$  – плотности,  $v_f$  – кинематическая вязкость расплава,  $\beta_f$  – коэффициент объемного теплового расширения расплава,  $g$  – ускорение свободного падения,  $R_T$  – масштаб геометрических размеров.

Учет теплоты кристаллизации при кристаллизации или плавлении происходит через внутренний источник выделения или поглощения тепла  $Q$ . Зоны этих источников переопределяются в процессе итерационного процесса сопряженного решения системы уравнений и уравнений теплопроводности с учетом внутреннего источника тепла внутри текущего временного слоя. Внутри одной итерации решения уравнений положение зон определено положениями изотерм с температурой кристаллизации до первой итерации на данном временном слое и на текущей итерации. После установления решения для текущего временного слоя происходит перестроение треугольной сетки, где фронт кристаллизации образуется ребрами треугольных элементов. Сетка в различной степени сгущается ко всем границам, включая границу раздела кристалла и расплава. Моделирование процесса кристаллизации в режиме сопряженного конвективно-теплообмена выполнено для воды в оргстеклянном тигле. В расчетах учтена инверсная зависимость плотности воды от температуры.

На границах раздела сред «тигель–расплав»,

«тигель–кристалл», «расплав–кристалл» выполняются условия идеального теплового контакта, т. е. на указанных границах температура и тепловой поток являются неразрывными:

$$\begin{aligned} \lambda_f \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{S_{9+}} &= \lambda_s \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{S_{9-}}, \\ \lambda_f \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{S_{1+2+}} &= \lambda_c \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{S_{1-2-}} \quad \text{or} \quad \lambda_s \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{S_{1+2+}} = \lambda_c \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{S_{1-2-}}, \end{aligned}$$

$$T \Big|_{S_{1+}} = T \Big|_{S_{1-}}, \quad T \Big|_{S_{2+}} = T \Big|_{S_{2-}}, \quad T \Big|_{S_{9+}} = T \Big|_{S_{9-}}.$$

На недеформируемых границах области расплава и на границе «кристалл–расплав» заданы условия непротекания:

$$\psi \Big|_{S_i} = 0, \quad i = 1, 2, 3, 9, 10.$$

На внутренних жестких поверхностях стенок тигля, на поверхности диска и на границе «кристалл–расплав» выполняются условия прилипания, следствием чего условие для вихря скорости представлено в виде:

$$\omega \Big|_{S_i} = \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial V}{\partial r}, \quad i = 1, 2, 9, 10.$$

Если верхняя граница расплава свободная с отсутствием трения, то:

$$\omega \Big|_{S_3} = 0.$$

Если на верхней свободной границе учитывается ТКЭ, то:

$$\omega \Big|_{S_3} = \frac{Ma}{Pr} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad Ma = -\frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{R_T c_f}{v_f \lambda_f} \Delta T.$$

На оси симметрии задаются условия:

$$\psi \Big|_{r=0} = 0, \quad \omega \Big|_{r=0} = 0, \quad W \Big|_{r=0} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0.$$

Верхняя горизонтальная граница расчетной области вне диска и нижняя горизонтальная граница являются адиабатическими:

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{S_i} = 0, \quad i = 3, 6, 8, 11.$$

В начальный момент времени температура во всей системе постоянна и превышает температуру кристаллизации, конвективное течение отсутствует:

$$T \Big|_{t=0} = T^*, \quad \psi \Big|_{t=0} = 0, \quad \omega \Big|_{t=0} = 0, \quad W \Big|_{t=0} = 0.$$

На внешней боковой поверхности тигля поддерживается начальная температура системы:

$$T \Big|_{S_7} = T^*.$$

Температура на диске:  $T(t) \Big|_{S_{10}} = T_D, \quad t > 0.$

Азимутальная скорость на поверхностях диска и

кристалла ( $S_9, S_{10}$ ) является функцией радиуса:

$$W|_{S_{9,10}} = rW^*, \text{ где } W^* - \text{ безразмерная азимутальная скорость при } r = 1.$$

Расчеты проведены при значениях теплофизических параметров, характерных для кристаллизации воды в оргстеклянных тиглях [6]: коэффициенты теплопроводности воды  $\lambda_f = 0,554 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ , льда  $\lambda_s = 2,2 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ , оргстекла  $\lambda_c = 0,195 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ ; плотность оргстекла  $\rho_c = 1180 \text{ кг/м}^3$ , льда  $\rho_s = 916,2 \text{ кг/м}^3$ , воды  $\rho_f = 999,839 \text{ кг/м}^3$ ; удельная теплоемкость оргстекла  $c_c = 1270 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$ , воды  $c_f = 4218 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$ , льда  $c_s = 2050 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$ ; кинематическая вязкость воды  $\nu_f = 179,3 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$ ; коэффициент объемного расширения воды  $\beta(T)$ , теплота кристаллизации воды  $L = 333,7 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг}$ ; зависимость поверхностного натяжения от температуры воды  $\partial\sigma/\partial T = -1,42 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/(м}^2\cdot\text{К)}$ ; число Прандтля воды  $Pr = 13,65$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В режимах нестационарной тепловой гравитационно-капиллярной конвекции исследован процесс кристаллизации воды на поверхности монотонно охлаждаемого диска после достижения температуры кристаллизации. Т.о. изучено влияние на гидродинамику расплава, теплообмен и форму ФК нестационарной естественной конвекции, возбуждаемой совместным влиянием сил плавучести и ТКЭ. На следующем этапе эти режимы естественной конвекции были исходными при расчетах смешанной конвекции. В режимах смешанной конвекции вынужденное течение возникает при равномерном вращении охлаждаемого диска.

На рис.2а показаны поля изотерм и изолиний функции тока, установившиеся к моменту времени  $t = 2275 \text{ с}$  в режиме тепловой гравитационно – капиллярной конвекции. На рис.2 б - г представлены зависимости от скорости вращения диска пространственной формы течения и соответствующих им полей изотерм в тот же фиксированный момент времени. Здесь отчетливо видно, что начиная с режима тепловой гравитационно – капиллярной конвекции до режима развитой смешанной конвекции вдоль свободной поверхности существует течение термокапиллярной природы. Поток нагретой на стенках тигля жидкости достигает кромки закристаллизовавшейся воды даже при развитом вынужденном течении под вращающимся ФК (рис. 2 в, г). В аналогичных условиях в жидкости с  $Pr = 16$  поток центробежной природы из под ФК отесняет натекающий вдоль свободной поверхности свободноконвективный поток от кромки кристалла [3, 4]. На рис. 3 представлены радиальные распределения температуры вдоль свободной поверхности слоя воды. Градиент температуры вдоль свободной поверхности слоя воды, обладающей аномально высоким поверхностным натяжением и его зависимостью от температуры, обуславливает значительный вклад ТКЭ в генерацию потока нагретой

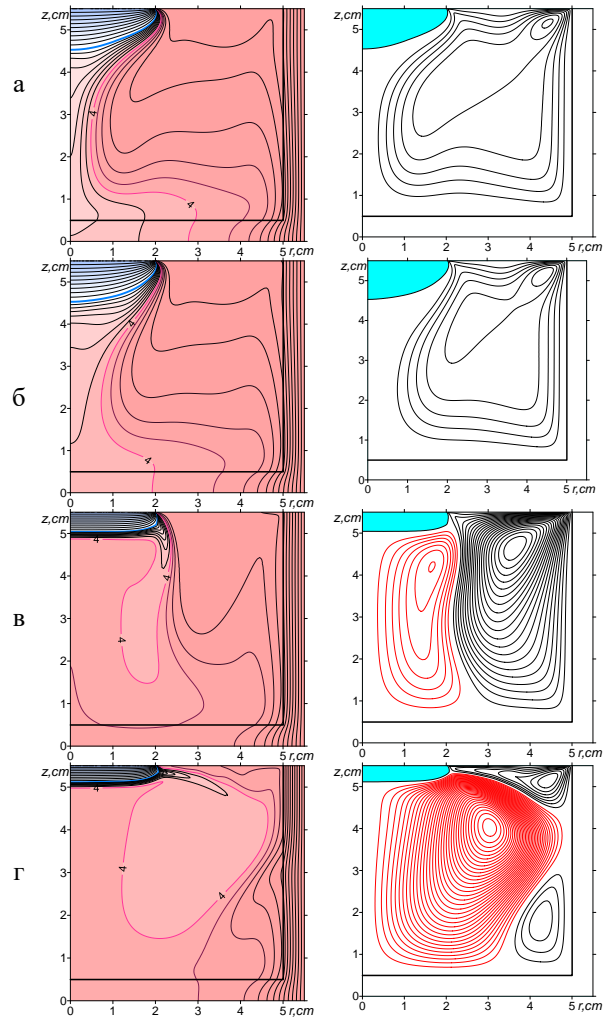


Рисунок 2 – Поля изотерм (слева) и изолиний функции тока (справа) в момент времени  $t = 2275 \text{ с}$  в зависимости от скорости вращения диска: а -  $\omega t = 0$ ; б - 2 об/мин; в - 5; г -  $\omega t = 10$ ; при  $T_D = -5^\circ\text{C}$ .

жидкости к кромке ФК. На рис.3 показано распределение температуры от стенки тигля до кромки кристалла и в твердом теле. На рис 3 показано так же в большем масштабе распределение температуры у кромки кристалла (участок от  $T \approx 10^\circ\text{C}$  до  $T = 0^\circ\text{C}$ ) и в твердом теле (участок с  $0^\circ\text{C} \leq T \approx -5^\circ\text{C}$ ). По этим данным (рис. 2, 3) можно определить градиенты температуры в кристалле.

Скорости натекающей на ФК нагретой жидкости представлены на рис. 4. По данным на рис. 3, 4 видно, что с ростом скорости вращения ФК температура на свободной поверхности снижается из-за выноса охлажденной жидкости из-под ФК. Но продольный градиент температуры снижается незначительно. На форму ФК более существенное влияние оказывает формирование и интенсификация с ростом скорости вращения ФК потока, натекающего на ФК снизу. Радиальные распределения осевой компоненты скорости на рис.4 позволяют понять какой пространственной структуры и интенсивности потоки натекают на ФК. Поля изотерм на рис.2 и профили компонент скорости на рис. 3 - 5 дают ясное представление о причинах зависимости форм ФК от скорости вращения при заданном характерном перепаде температуры в системе.

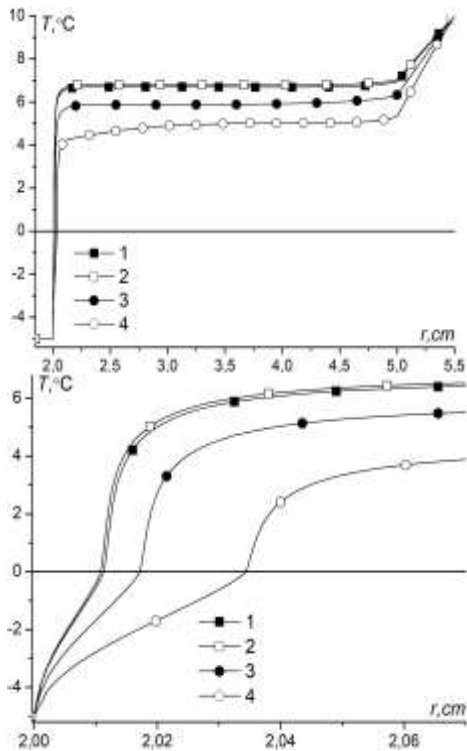


Рисунок 3. Распределения температуры в момент времени  $t = 2275$  с в сечении  $z = 5,5$  см при скоростях вращения диска: 1 –  $\omega_D$  (об/мин) = 0; 2 – 2; 3 – 5; 4 – 10.  $T_D = -5^\circ\text{C}$ .

Вращение диска и ФК после появления слоя закристаллизовавшегося вещества кроме создания восходящего потока жидкости в приосевой области влияет на условия обтекания стенок тигля. Восходящий поток нагретой жидкости на боковой стенке тигля приобретает азимутальную компоненту скорости во внешней части пограничного слоя (рис.5). Меняются условия и интенсивность конвективной теплоотдачи на стенках и на дне тигля. Меняются условия переноса тепла через ядро слоя жидкости с нагретых стенок тигля к ФК. Это хорошо видно по изменениям полей изотерм при переходе от неподвижного и вращающегося с низкой скоростью ФК (рис. 2 а, б) к режимам выражено гравитационно-центробежным при  $5 \text{ об/мин} \leq \omega_D \leq 10 \text{ об/мин}$  (рис. 2 в, г). При  $\omega_D = 10 \text{ об/мин}$  вынужденной природы поток обтекает часть нагретой стенки тигля и поэтому конвективный поток тепла к ФК возрастает. Радиальный размер набегающего на ФК потока нагретой жидкости резко вырос. В результате при выравнивании в радиальном направлении толщины слоя затвердевшего вещества уменьшается его объем. Зависимости форм ФК от характерных перепадов температуры и при каждом из них от скорости вращения представлены на рис. 5.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно исследованы начальные стадии нестационарного процесса кристаллизации воды при внезапных охлаждениях диска до  $-2, -5, -10^\circ\text{C}$ . Начальная температура системы  $10^\circ\text{C}$ . Изучены нестационарные режимы тепловой гравитационно-

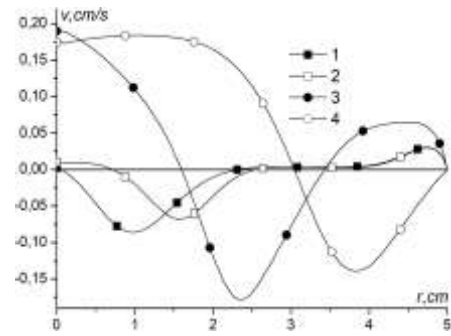


Рисунок 4. Зависимости от скорости вращения диска радиальных распределений вертикальной компоненты скорости в сечении  $z = 4$  см в момент времени  $t = 2275$  с: 1 –  $\omega_D$  (об/мин) = 0; 2 – 2; 3 – 5; 4 – 10 капиллярной и гравитационно-центробежной конвекции (при скоростях вращения диска: 2, 5 и 10 об/мин). В режимах тепловой гравитационно-капиллярной и смешанной гравитационно-центробежной наличие термокапиллярного эффекта и инверсной зависимости плотности от температуры влияет на теплообмен и на формы фронта кристаллизации. Полученные результаты могут быть полезны при выращивании монокристаллов из расплавов, например, эвтектики кадмий-ртуть-теллур.

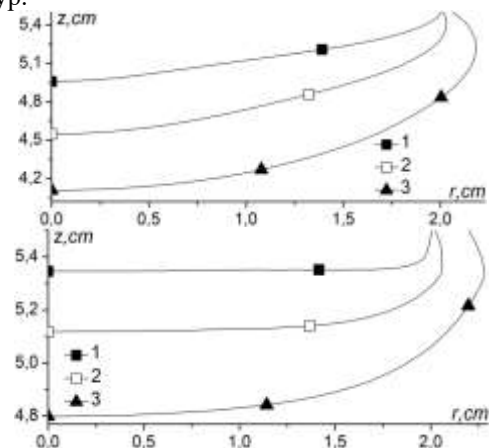


Рисунок 5. Формы фронтов кристаллизации в момент времени  $t = 2131$  с при температурах на дисках: сверху –  $T_D$  ( $^\circ\text{C}$ ) =  $-2$  и  $-10$ ; при угловых скоростях  $\omega_D$  (об/мин): сверху –  $\omega_D = 0$ ; и –  $\omega_D = 10$

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Müller G. 1988 Convection and inhomogeneities in crystal growth from the melt (Berlin. Springer-Verlag)
2. Berdnikov V.S., Prostomolotov A.I., Verezub N.A. // Journal of Crystal Growth **401** (2014) 106–110.
3. Berdnikov V.S., Vinokurov V.A., Vinokurov V.V. 2017 *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **81** (10) 1257-1262.
4. Kisilitsyn S.A., Berdnikov V.S. // *Journal of Physics: Conference Series*, **1867** (1) (2021)
5. Glazov V.M., Pavlova L.M., Stankus S.V., Khairulin R.A. 1997 *Reports of the Academy of Sciences* **354** (2) 207- 210.
6. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. 720 с.

## ЭКСПРЕСС УСТАНОВКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТЕПЕНИ ЧЕРНОТЫ ТОНКОЙ ВОЛЬФРАМОВОЙ ПРОВОЛОКИ МЕТОДОМ РЕГУЛЯРНОГО РЕЖИМА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для расчета теплового потока с поверхности нагретого тела необходимо иметь данные по степени черноты (интегральной излучательной способности) выбранного тела. Среди большого числа имеющихся методов можно выделить три основных: радиационный, калориметрический и метод регулярного режима [1, 2].

Радиационный метод является относительным и основан на сравнении потоков исследуемого тела и эталонного тела (тела с заранее известной степенью черноты). Данный метод применяется при любых температурах. Слабым местом в данном методе является измеритель температуры: термopара, закрепленная на поверхности тела, неизбежно будет вносить искажения в температурные измерения, а приемная площадка фотоэлемента, сфокусированного на объект измерения должна иметь размеры, меньше размеров объекта, что не всегда возможно при определении температуры тонких цилиндрических тел (проволок).

Вторым по распространенности является калориметрический метод. Данный метод является абсолютным – в его основу положено непосредственное измерение теплового потока, без использования эталонов сравнения. В экспериментальной установке, использующей калориметрический метод, необходимо обеспечивать минимальные тепловые потери в окружающую среду, т.е. поддерживать высокий вакуум для исключения конвективных потоков и уменьшить тепловые потери теплопроводностью через контактные площадки, элементы крепления и термopары. Кроме того, необходимо поддерживать постоянную температуру окружающей среды.

В отличие от радиационного и калориметрического методов в методе регулярного режима нет необходимости измерять тепловой поток, данный метод можно использовать при нагреве и охлаждении исследуемого материала. Метод регулярного режима для определения степени черноты при температурах выше комнатной впервые был применен в МЭИ в 1958 г. [3]. Для реализации данного метода были выбраны материалы с известной степенью черноты: графит в качестве эталона и исследуемые металлы и металлические покрытия. Материалы представляли

собой длинные тонкие цилиндрические тела, что позволило обеспечить условия:  $Bi \ll 0,1$ ;  $Fo \gg 0,3$ ;  $\psi \approx 1$ . Экспериментальная установка состояла из двух печей, каждая из которых имела по семь нагревателей, продолжительность нагрева и измерения составляла от 40 до 100 минут. Нами была решена задача создания миниатюрной экспресс установки без применения эталонного тела для получения результатов при проведении эксперимента в течение 5 минут.

В соответствии с первой теоремой Кондратьева коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha = m \frac{C}{F \cdot \psi} = \frac{m \cdot C}{F},$$

В процессе нестационарного теплообмена температура среды ( $T_{ж}$ ), окружающей нить, и температура внутренней поверхности стенок колбы ( $T_c$ ) неизвестны, поэтому в разностном методе в том случае, когда исследуемый образец участвует только в радиационном теплообмене в вакууме, коэффициент теплоотдачи определяется из уравнений теплового баланса:

$$\alpha_1(T_1 - T_{ж}) = \varepsilon_1 \cdot \sigma \cdot [T_1^4 - T_c^4]$$

$$\alpha_2(T_2 - T_{ж}) = \varepsilon_2 \cdot \sigma \cdot [T_2^4 - T_c^4]$$

при выборе достаточно малого температурного интервала, в пределах которого  $\alpha_1 \approx \alpha_2$  и  $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2$  получаем:

$$\alpha(T_1 - T_2) = \varepsilon \cdot \sigma \cdot [T_1^4 - T_2^4]$$

$$\varepsilon = \frac{m \cdot C}{f \cdot F} \quad (1)$$
$$f = \frac{\sigma \cdot [T_1^4 - T_2^4]}{T_1 - T_2}$$

где:  $C$  – полная теплоемкость тела,

$m$  – темп охлаждения,

$F$  – площадь поверхности теплообмена,

$T_1$  и  $T_2$  – температуры исследуемого материала в моменты времени  $\tau_1$  и  $\tau_2$ .

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Вольфрамовая нить с окисленной поверхностью диаметром 0,3 мм и длиной 285 мм заключена в стеклянную колбу, из которой откачен воздух. Т.к. основная проблема

состоит в точности определения темпа охлаждения нити, то необходимо было исключить влияние всех наводок в измерительной части стенда. В качестве нагревателя был выбран Li-ион аккумулятор (4), способный обеспечить необходимый нагрев. Измерительная часть состояла из АЦП L-card E14-140, персонального компьютера, микроконтроллера Arduino UNO, образцовой катушки 100 Ом и Li-ион аккумулятора, питающего измерительную часть экспериментальной установки (5).

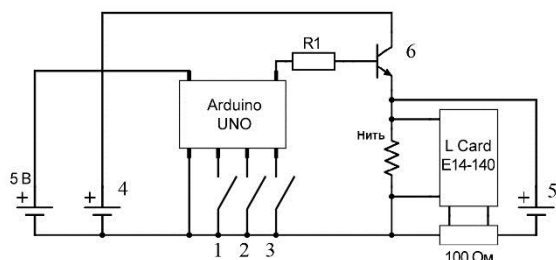


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1,2,3 – управляющие кнопки; 4 – источник постоянного тока для нагрева нити; 5 – источник постоянного тока для измерительной цепи; 6 – транзисторный ключ.

Запуск схемы происходил по команде с кнопки (1), подаваемое на вольфрамовую нить напряжение через транзисторный ключ (6) регулировалось микроконтроллером Arduino с помощью кнопок (1) «увеличение напряжения» и (2) «уменьшение напряжения». После нагрева вольфрамовой нити до заданной температуры кнопкой (3) отключался нагревающий аккумулятор и запускалась измерительная схема: измерялось напряжение, подводимое к нити от измерительного аккумулятора через образцовую катушку и напряжение на образцовой катушке, которое по закону Ома пересчитывалось в силу тока, протекающего по измерительной цепи. Зная значение падения напряжения на вольфрамовой нити, силу тока, протекающего через неё и геометрические размеры нити, рассчитывалось удельное электрическое сопротивление вольфрама.

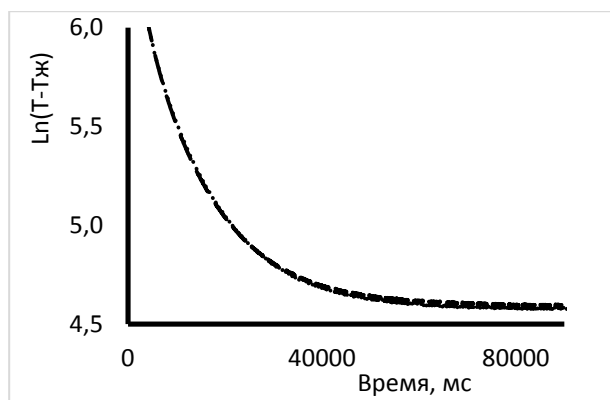


Рис.2. Обработка экспериментальных данных. - - - кривая охлаждения после отключения мощности нагрева 3,2 Вт; - · - · кривая охлаждения после отключения мощности нагрева 0,9 Вт.

Исходя из температурной зависимости электрического сопротивления от температуры для

вольфрама, была получена температурная зависимость  $\ln(T - T_{ж}) = f(\tau)$ , представленная на рис.2 для двух значений мощности нагрева нити до начала измерений: 0,9 Вт и 3,2 Вт. Температурные кривые полностью совпадают друг с другом. Число Фурье для времени  $\tau = 1$  с составило:  $Fo \approx 2000$ . Так как степень черноты изменяется с изменением температуры, то получить линейную зависимость  $\ln(T - T_{ж}) = f(\tau)$  в широком температурном диапазоне (400-870 K) невозможно, но при этом, разделяя графическую зависимость на кусочно-линейные участки, можно рассчитать степень черноты для любой температуры внутри исследуемого температурного диапазона. Выбирая участок регулярного режима, по формуле (1) определялась степень черноты.

### 3.ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, полученные методом регулярного режима, представленные на рис.3, коррелируют с данными, полученными калориметрическим методом для данной вольфрамовой нити, что позволяет сделать вывод о работоспособности метода и установки, и в дальнейшем применить данную измерительную схему для определения степени черноты других материалов и в более широком температурном диапазоне. Погрешность полученных данных определялась точностью АЦП L-Card и погрешностью линейной аппроксимации функции  $\ln(T - T_{ж}) = f(\tau)$  на кусочно-линейных участках, итоговая погрешность не превышала 3%.

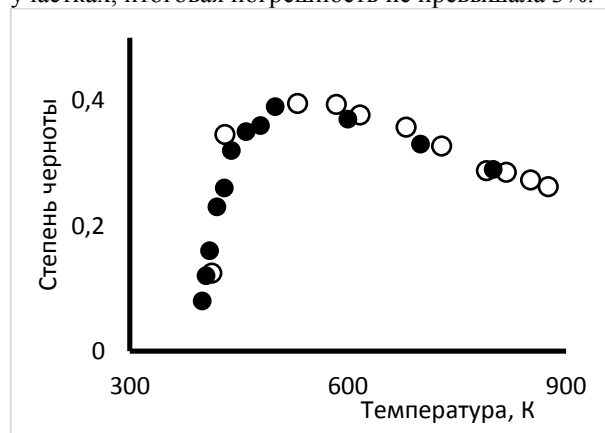


Рис.3. Результаты эксперимента. ● - результаты, полученные методом регулярного режима; ○ - результаты, полученные калориметрическим методом.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.: Энергия, 1975. 487 с.
2. Излучательные свойства твердых материалов. Справочник. Под общ. редакцией А.Е. Шейдлина. М.: Энергия, 1974. 472 с.
3. Осипова В.А. Определение степени черноты металлов методом регулярного теплового режима // Теплоэнергетика. 1958. №4. с.59-63.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА И ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ САЖИ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ СУДОВОГО ДИЗЕЛЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Тенденции развития современных дизельных двигателей, в том числе и судовых связаны, прежде всего с увеличением их удельной мощности, улучшением параметров экономичности и экологических характеристик. Это обуславливает появление ряда проблем, важнейшей из которых является проблема тепловой напряженности деталей, образующих камеру сгорания (КС). Высокий уровень тепловых нагрузок деталей цилиндропоршневой группы современных судовых дизелей является одной из основных причин снижения их эксплуатационной надежности. Состояние математических моделей (ММ), описывающих процессы переноса теплоты в КС дизельных двигателей в настоящее время таково, что ошибки в расчетных оценках теплового и напряженно-деформированного состояния деталей цилиндропоршневой группы на стадии проектирования достигают 30 – 80%. Последнее вызывает необходимость совершенствования как уже существующих ММ, так и разработку новых, которые могли бы более адекватно описывать упомянутые выше процессы. Целью настоящего доклада является представление и обсуждение результатов расчетных и экспериментальных исследований, проведенных авторами [1-3].

### 2. ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧАСТИЦ САЖИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИХ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Испытания судового дизеля 6 ЧН 24/36 проводились по стандартной нагрузочной характеристике с регистрацией параметров рабочего процесса и отбором проб частиц сажи на пяти основных режимах: холостой ход, нагрузка 0% от номинальной мощности  $N_{eном}$ , а также 25, 50, 75 и 100% при частоте вращения коленчатого вала  $n=500$  мин<sup>-1</sup>. В результате обработки отобранных в процессе испытаний проб частиц сажи на сканирующем микроскопе с высокой разрешающей способностью S-5500 Hitachi (Japan) был получен массив электронно-микроскопических снимков, позволяющий выполнить количественный анализ оптических характеристик, как самих частиц сажи, так и их наноструктур. На рис. 1 представлен электронно-микроскопический снимок частиц сажи и их наноструктур, относящихся к режиму холостого хода судового дизеля 6 ЧН 24/36 при увеличении в 100 тысяч раз.

Размерная шкала электронного микроскопа, показанная на приведенных снимках, позволяет оценить как размеры наноструктур, в которые объединяются отдельные частицы сажи, так и размеры самих отдельных частиц. Частицы сажи и их наноструктуры, соответствующие нагрузке судового дизеля 6 ЧН 24/36 25% от  $N_{eном}$  при увеличении в 200 тысяч раз показаны на рис. 2.

Анализ представленных на рис. 1 – 2 экспериментальных данных показывает, что по форме большинство частиц сажи близки к сфере, средний диаметр частиц сажи, образующихся в КС судового дизеля 6 ЧН 24/36

составляет 35 нм (0,035мкм) и практически не зависят от нагрузки дизеля.

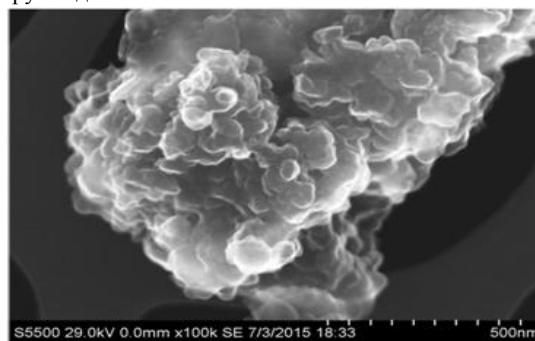


Рис. 1. Электронно-микроскопический снимок частиц сажи судового дизеля 6ЧН 24/36 при нагрузке 0% от  $N_{eном}$ , увеличение 100 тыс. раз.

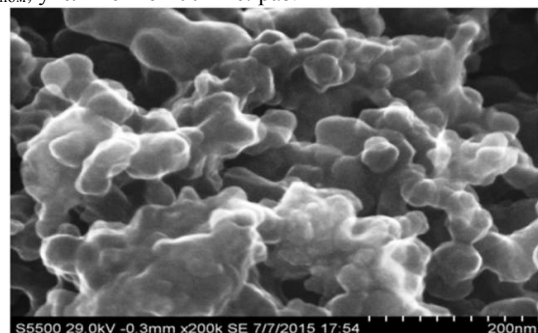


Рис. 2. Электронно-микроскопический снимок частиц сажи судового дизеля 6ЧН 24/36 при нагрузке 25% от  $N_{eном}$ , увеличение 200 тыс. раз

Это положение подтверждается и другими исследователями [4–6]. При этом параметр дифракции  $\rho$  для частиц сажи в области ближнего инфракрасного спектра лежит в пределах  $\rho = 0,2 - 0,018$ . Среднее его значение для указанного спектрального диапазона составляет  $\rho_{ср} = 0,07$ , т.е. условие  $\rho \leq 0,1$  выполняется. Это позволяет считать экспериментально доказанным факт отнесения частиц дизельной сажи к малым с оптической точки зрения [7].

Сканирующий электронный микроскоп S-5500 позволяет проводить спектральный анализ исследуемых проб частиц сажи. Анализ полученных данных показывает, что в пробах однозначно присутствует именно углерод (сажа). При изменении нагрузки в диапазоне от 0 % до 100 % от номинальной мощности, содержание (весовое) углерода (сажи) в пробах увеличивается от 69,48% до 97,55 %. Содержание кислорода в пробах, как и следовало ожидать с ростом нагрузки уменьшается с 28,11 % при 0 % от  $N_{eном}$  до 2,45 % при 100 % от  $N_{eном}$ , что связано с интенсификацией процесса сгорания топлива в цилиндре судового дизеля. Содержание других химических элементов в пробах, в частности, железа (как продукта износа деталей цилиндропоршневой группы), кремния и серы незначительно и лежит в пределах от

1,03 % до 7 %. Распределение частиц сажи по размерам, как было показано ранее [8], существенно отличается от нормального.

### 3. ЛОКАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТИРУЮЩИЕ ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ СУДОВОГО ДИЗЕЛЯ

Точность расчетной оценки теплового и напряженно-деформированного состояния деталей цилиндропоршневой группы практически полностью зависит от правильного задания граничных условий по теплообмену [9]. При этом в составе граничных условий необходимо достаточно корректно учитывать и составляющую, обусловленную теплообменом излучением в КС судового дизеля. Последнее обусловлено тем, что в период активного тепловыделения в цилиндре судового дизеля, доля теплообмена излучением в суммарном тепловом потоке, передаваемом от рабочего тела к поверхностям деталей КС составляет 45 – 55 % и более. Учитывая сложную геометрию КС современных судовых дизелей, а зачастую и наличие двух источников излучения (имеются в виду судовые малооборотные дизели с двумя форсунками в КС), значимость расчетной оценки локальных результирующих потоков излучения существенно возрастает. Отмеченное подтверждается и другими исследованиями в области радиационного теплообмена [10].

На рис. 3 представлены результаты расчетной оценки результирующих потоков излучения на поверхностях поршня, крышки и втулки цилиндра судового дизеля 6 ЧН 24/36 при работе на режиме 100 % от номинальной мощности  $N_{ном}$ . По своей физической сущности это средние по поверхности результирующие потоки излучения для указанных выше деталей КС в функции угла поворота коленчатого вала. Они могут быть использованы в качестве граничных условий при оценке теплового и напряженно-деформированного состояния деталей цилиндропоршневой группы на стадии проектирования с целью определения переменных температурных напряжений, возникающих в этих деталях в течение рабочего цикла. Локальные результирующие потоки излучения в пределах поверхности одной детали, например, поршня и крышки цилиндра для указанного выше судового дизеля были представлены ранее в [2]. Эти потоки излучения необходимы на стадии проектирования для выяснения вопросов, связанных с наиболее нагруженными в тепловом отношении участками поверхности одной конкретной детали цилиндропоршневой группы. В количественном отношении представленные на рис. 3 значения локальных результирующих потоков излучения соответствуют известным экспериментальным данным [11].

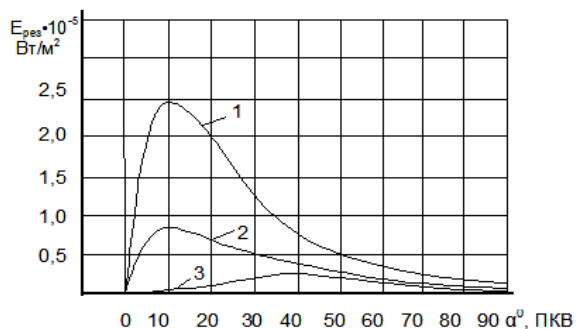


Рис. 3. Результирующие потоки излучения для поверхностей деталей, образующих камеру сгорания судового дизеля 6 ЧН 24/36, при нагрузке 100 % от  $N_{ном}$ : 1 – поршень; 2 – крышка; 3 – втулки

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в докладе результаты исследований оптических параметров частиц сажи, отобранных из КС судового дизеля 6 ЧН 24/36, экспериментально подтвердили факт возможности их отнесения к малым с оптической точки зрения. Это дало возможность в ММ локального радиационного теплообмена в КС судового дизеля пренебречь рассеиванием и считать, что ослабление излучения происходит лишь за счет поглощения. Приведенные значения средних по поверхности результирующих потоков излучения для деталей, образующих КС, позволяют еще на стадии проектирования определить в них величину переменных температурных напряжений. Последнее очень важно для общей оценки теплового и напряженно-деформированного состояния деталей цилиндропоршневой группы судового дизеля и надежности их работы в процессе эксплуатации.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Израильский Ю.Г., Повалихина О.В., Руднев Б.И. Математическая модель локального радиационного теплообмена в камере сгорания судового дизеля // Морские интеллектуальные технологии. 2016. Т.1. №3 (33). С. 146 – 151.
2. Руднев Б.И., Повалихина О.В. Локальные оптико-геометрические характеристики и результирующие потоки излучения в камере сгорания судового дизеля // Морские интеллектуальные технологии. 2018. Т.5. №4(42). С. 90 – 94.
3. Руднев Б.И., Повалихина О.В. Расчетно-экспериментальное определение параметров излучения пламени в камере сгорания судового дизеля // Морские интеллектуальные технологии. 2020. Т.1. №4(50). С. 98 – 102.
4. Милликен Р.К. Размеры, оптические свойства и температура частиц сажи // Измерение температур в объемах новой техники. М.: Мир. 1965. С. 152 – 172.
5. Бакиров Ф.Г., Захаров В.М., И.З. Полецук и др. Образование и выгорание сажи при сжигании углеводородных топлив. М.: Машиностроение. 1989. 128 с.
6. Mohammad Sarny I., Borman G.L. Measurement of soot and flame temperature along three directions in the cylinder of a D.I. diesel // SAE Techn. Pap, Ser. 1991. №910728. P. 1 – 15.
7. Блох А.Г., Журавлев Ю.А., Рыжков Л.Н. Теплообмен излучением. Справочник. М.: Энергоатомиздат. 1991. 432 с.
8. Руднев Б.И., Повалихина О.В. Оценка спектральной оптической толщины пламени в камере сгорания судового дизеля // Морские интеллектуальные технологии. 2020. Т.2. №1(47). С. 91 – 94.
9. Гаврюшин С.С., Барышникова О.О., Борискин О.Ф. Численный анализ элементов конструкции машин и. М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2014. 480 с.
10. Елисеев В.Н., Товстоног В.А. Теплообмен и тепловые испытания материалов и конструкций аэрокосмической техники при радиационном нагреве. М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2014. 396 с.
11. Dent J.C., Siluaman S.I. Convective and radiative heat transfer in a high swirl direct injection Diesel engine // SAE Preprints, 1977. № 770407. 26p.

Е.А. Перов<sup>1</sup>, А.Н. Долуденко<sup>1</sup>, Н.А.Иногамов<sup>1,2,3</sup>, В.В.Жаховский<sup>2,3</sup>,  
В.В.Шепелев<sup>4</sup>, Ю. В.Петров<sup>4,5</sup>, С.В.Фортова<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН,  
111116, Москва, Красноказарменная, 17А

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН,  
142432, Черноголовка, проспект Академика Семенова, 1А

<sup>3</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматизации им. Н.Л.Духова, Росатом,  
127030, Москва, Суцеская ул., 16, стр 11А

<sup>4</sup>Институт автоматизации проектирования РАН,  
123056, Москва, ул. 2-я Брестская, 19/18

<sup>5</sup>Московский физико-технический институт,  
141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9

## ПЕРЕХОД ЛАЗЕРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ИЗ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО РЕЖИМА В УПРУГИЙ РЕЖИМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Лазерное воздействие, обладающее высокой энергией, вызывает необратимые изменения кристаллической структуры материала. Эти изменения составляют основу лазерного термоупрочнения или лазерного пининга. Лазерное термоупрочнение прекращается в момент, когда лазерная волна затухает. В работе исследуется прохождение ударной волны в мишени при различных температурах и конфигурациях кристаллической решетки мишени, а так же переход волны из упругопластической в упругую при помощи метода молекулярной динамики.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В случае ультракороткого лазерного воздействия в очаге воздействия, который определяется диаметром освящаемого пятна на поверхности и толщиной слоя прогрева, в этом самом пятне создается высокое давление. Акустическое возмущение (или же ударная волна, УВ) передает отдачу от сверхбыстрого нагрева вглубь мишени. Если ударная волна достаточно сильная, то она упрочняет приповерхностный слой [1-6].

Но для упрочнения необходимо, чтобы волна превысила предел упругости. По мере распространения волны вглубь материала, волна из упругопластической переходит в упругую и затухает в мишени.

Ослабление связано с воздействием волны разрежения. Ударную волну (УВ) с волной, которая возникает прямо на фронте ударной волны, называют треугольной, исходя из формы её профиля. Такие волны появляются из-за ультракороткого лазерного воздействия.

### 2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЕ УПРОЩЕНИЯ

Вычисления произведены при помощи метода молекулярной динамики. В качестве материала для мишени используется алюминий. Потенциал взаимодействия для него хорошо описан [7].

Для уменьшения нагрузки на расчет рассматривается двумерная геометрия для плоского

случая, а не для осесимметричного. Нас интересует переход между ближней  $L_{SW} \ll R_L$  и дальней  $L_{SW} \gg R_L$  зонами, где  $L_{SW}$  – дистанция распространения УВ,  $R_L$  – радиус пятна фокусировки на поверхности мишени.

Форма образца – пленка, размерами  $x \times y \times z = 200 \times 640 \times 20$  нм<sup>3</sup>. На фронтальной и тыльной границах ( $x = 0$  и  $x = 200$  нм) поставлены свободные граничные условия. На боковых границах  $y = \pm 320$  нм. Стоят периодические граничные условия. Число атомов равно  $120 \cdot 10^6$ .

Гранецентрированный кубический (ГЦК) монокристалл алюминия (Al), выступающий в качестве мишени, ориентирован так относительно декартовой лабораторной системы координат  $x, y, z$ , что ось  $x$  совпадает с направлением  $[1,1,1]$  решетки, ось  $y$  – с направлением  $[-1,1,0]$ , а ось  $z$  – с  $[-1,-1,2]$ .

Прямоугольник нагрева находится в центре мишени и примыкает к фронтальной границе. Ось  $x$  – ось лазерного пучка, делящая прямоугольник нагрева на две равные части. Начальная температура – 17500 К, давление – 49 Гпа.

Из-за ограниченности численных ресурсов длина прямоугольника нагрева составляет 100 нм, что примерно на порядок меньше, чем в реальном опыте. Так как предел сверхбыстрых деформаций слабо зависит от пространственно-временных масштабов, то такое уменьшение пятна нагрева лишь незначительно оказывает влияние на порог деформаций, а с ним и на толщину остаточного слоя деформаций.

### 3. ПЕРЕХОД В УПРУГИЙ РЕЖИМ

Амплитуда ударной волны недостаточна для плавления, поэтому вблизи поверхности имеет место резкий переход от сверхкритического состояния алюминия к твердому пластически деформированному алюминию.

Давление в слое нагрева поддерживает ударную волну. После существенного расширения нагретого алюминия давление в нем снижается, профиль волны по оси распространения  $X$  постепенно принимает форму треугольника.



В процессе излучения упругой волны из упругопластической рост толщины пластического слоя постепенно замедляется и останавливается. Фронт пластической волны связан с началом области понижения параметра симметрии, который отвечает за число симметрично расположенных пар соседей у каждого атома.

В области фронта пластической волны поперечное напряжение приближается к продольному напряжению, происходит остановка пластической УВ. Такое наблюдалось в работах [8, 9], но без ссылки на лазерное термоупрочнение.

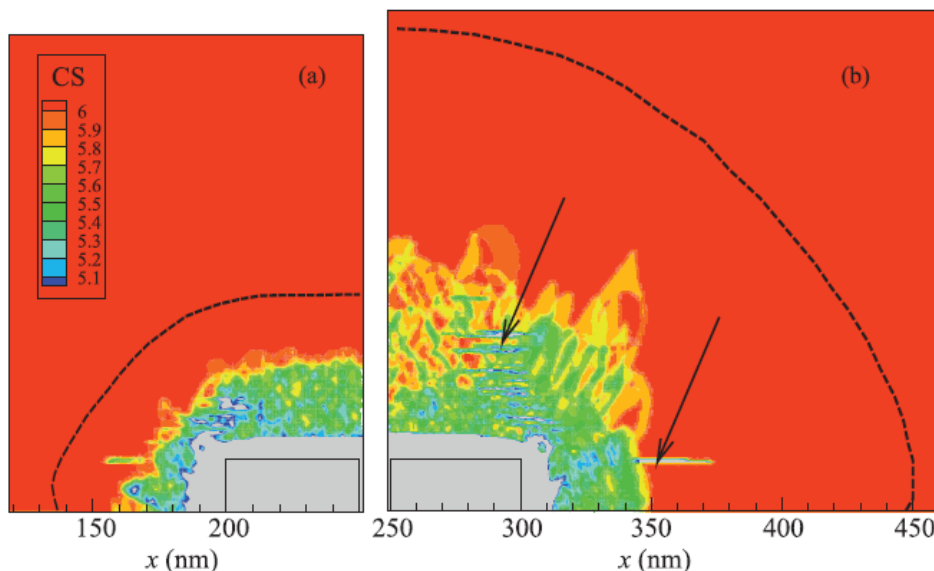


Рис. 1. Карты параметра центральной симметрии в различные моменты времени (a) = 7.2 пс, (b) = 19.2 пс. Выше последнего красного контура считается, что кристалл не поврежден и дислокации отсутствуют.

#### 4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

На рис. 1 представлена пространственная картина дислокаций, которая возникает вокруг прямоугольника нагрева. Стрелками обозначены плоскости скольжения, верхней стрелкой отмечен набор плоскостей скольжения. Скольжение происходит вдоль плоскостей плотной упаковки, оно начинается в боковых течениях, в центральной области таких плоскостей не наблюдается.

Отклонение параметра симметрии на 10% соответствует очень высокой концентрации дислокаций, что находится на уровне процента от предельной концентрации.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью МД моделирования описаны процессы, происходящие в ближней зоне лазерного нагрева. Эти процессы предшествуют излучению системы из упругих волн в объеме и на поверхности в дальней зоне. Исследован случай воздействия, превышающего порог абляции в несколько раз. За счет реактивной отдачи вылетающего вещества образуется сложное ударно-волновое движение внутри мишени.

Исследована зона модификации кристалла пластической ударной волны, она представляет собой плотное облако дислокаций. Размеры облака зависят от динамики УВ. Замедление УВ происходит на фоне волны разрежения, следующей за упругой ударной волной.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Y.R. Kolobov**, E.V. Golosov, T.N. Vershinina, M.V. Zhidkov, A.A. Ionin, S. I. Kudryashov, S.V. Makarov, S.V. Seleznev, D.V. Sinitsyn, and E.A. Ligachev, *Appl. Phys. A* 119, 241 (2015).
2. **C. Correa**, D. Peral, J.A. Porro, M. D'iaz, L. Ruiz de Lara, A. Garc'ia-Beltr'an, and J. L. Oca'ia, *Optics and Laser Technology* 73, 179 (2015).
3. **T. Kawashima**, T. Sano, A. Hirose, S. Tsutsumi, K. Masaki, K. Arakawa, and H. Hori, *Journal of Materials Processing Technology* 262, 111 (2018).
4. **A. Nakhoul**, A. Rudenko, X. Sedao, N. Peillon, J.P. Colombier, C. Maurice, G. Blanc, A. Borb'ely, N. Faure, and G. Kermouche, *J. Appl. Phys.* 130(1), 015104 (2021).
5. **Y. Li**, Zh. Ren, X. Jia, W. Yang, N. Nassreddin, Y. Dong, Ch. Ye, A. Fortunato, and X. Zhao, *Manufacturing Letters* 27, 26 (2021).
6. **Y. Lian**, Y. Hua, J. Sun, Q. Wang, Zh. Chen, F. Wang, K. Zhang, G. Lin, Z. Yang, Q. Zhang, and L. Jiang, *Applied Surface Science* 567, 150855 (2021).
7. **V.V. Zhakhovskii**, N.A. Inogamov, Yu.V. Petrov, S. I. Ashitkov, and K. Nishihara, *Appl. Surf. Sci.* 255(24), 9592 (2009).
8. **E.B. Zaretsky** and G. I. Kanel, *J. Appl. Phys.* 110(7), 073502 (2011).
9. **B. J. Demaske**, V.V. Zhakhovskiy, N.A. Inogamov, and I. I. Oleynik, *Phys. Rev. B* 87(5), 054109 (2013).

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА В УДАРНЫХ ТРУБАХ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ТЕРМОГРАФИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование нагрева обтекаемых высокоскоростными нестационарными потоками по-верхностей является важным направлением экспериментальной газовой динамики. Разработке устройств для измерения быстро меняющихся во времени тепловых потоков и температурных полей в ударных установках посвящено много работ. Наиболее широко применяемыми на сегодняшний день являются контактные точечные датчики теплового потока: градиентные [1] и ALTP-датчики [2], принцип действия которых основан на поперечном эффекте Зеебека. Их преимуществом являются высокая точность и низкая инертность (время отклика составляет десятки микросекунд). В то же время количество таких датчиков в измерительной системе всегда ограничено, а, значит, они не могут обеспечить достаточного пространственного разрешения.

В последние годы в качестве диагностического метода в газодинамических установках нашла применение инфракрасная термография. Тепловизионные камеры позволяют бесконтактно регистрировать тепловое излучение с поверхностей объектов и преобразовывать его в карту температур [3, 4]. На сегодняшний день получили развитие два основных подхода к применению инфракрасной термографии в задачах сверхзвуковой газовой динамики и теплообмена: определение положения ламинарно-турбулентного перехода на обтекаемых поверхностях и измерение теплового потока с внешней поверхности обтекаемого тела [5, 6]. Несмотря на существенно более высокую абсолютную погрешность измерений по сравнению датчиками теплового потока, получаемые двумерные распределения интенсивности теплового излучения с поверхностей дают принципиально новую информацию о течении, которую невозможно получить интерполяцией конечного числа данных точечных измерений.

В данной работе исследована возможность бесконтактного анализа нестационарного теплового потока от внешней поверхности ударной трубы при прохождении по ее каналу высокоскоростного течения с плоской ударной волной. Рассматривается зависимость параметров кривых температурного отклика внешней стенки канала на процессы внутри ударной трубы от параметров течения и положения зоны регистрации.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД

#### 2.1. Ударная труба

Экспериментальная установка состояла из одно-

диафрагменной ударной трубы, датчиков изменения числа Маха и системы тепловизионной регистрации. Камера высокого давления (КВД) ударной трубы длиной 51 см заполнялась гелием. Камера низкого давления (КНД) длиной 291 см имела прямоугольное поперечное сечение 24x48 мм<sup>2</sup>. Толщина медных стенок составляла 2 мм. Рабочим газом в КНД служил воздух.

Измерение числа Маха образовавшейся за счет разрыва диафрагмы ударной волны осуществлялось пьезодатчиками давления, расположенными в канале на известном расстоянии друг от друга. В зависимости от выбранной диафрагмы и степени откачки КНД исследовались течения с числами Маха от 2.0 до 4.5.

#### 2.2. Тепловизионная регистрация

Эксперименты состояли в регистрации панорамных тепловых картин с внешней стенки ударной трубы на различных расстояниях от диафрагмы после образования ударной волны. Использовались (по отдельности) две тепловизионные камеры: FLIR SC 7700 (с рабочим диапазоном 3.7-4.8 мкм) и Telops FAST M200 (с рабочим диапазоном 1.5-5.1 мкм). Запуск тепловизионной съемки осуществлялся автоматически от одного из пьезодатчиков давления либо вручную.

Камера располагалась на расстоянии 25-30 см от стенки канала и фокусировалась на ее внешней поверхности с нанесенным на ней тонким слоем черной акриловой краски [7]. Снижение пространственного разрешения камер до 160x128 пк позволило проводить тепловизионную съемку на частоте до 925 кадров/с. Длительность каждой съемки составляла несколько секунд, время интеграции каждого кадра — 1 мс. При этом время движения фронта волны от диафрагмы до торца трубы составляло порядка 2-4 мс.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Типичные временные развертки температуры, регистрируемые для двух различных режимов течения в ударной трубе, представлены на рис. 1. Температурный отклик внешней стенки ударной трубы состоит из всплеска малой длительности (порядка десятков миллисекунд), за которым следует падение измеряемой температуры. При этом в случае открытого торца ударной трубы (истечения ударной волны в атмосферу) наблюдается более плавное падение температуры по сравнению с режимом откачки КНД.

В работе рассматривались характерные параметры температурного отклика: амплитуда и длительность областей всплеска и падения относительной температуры. Зависимость этих параметров от числа Маха течения на расстоянии 170 см от диафрагмы представлена на рис. 2. Видно, что амплитуды всплеска и падения температуры возрастают, а длительность всплеска, наоборот, убывает с увеличением интенсивности плоской ударной волны. Это объясняется увеличением амплитуды температурного скачка внутри трубы и одновременно уменьшением времени до прихода волны разрежения.

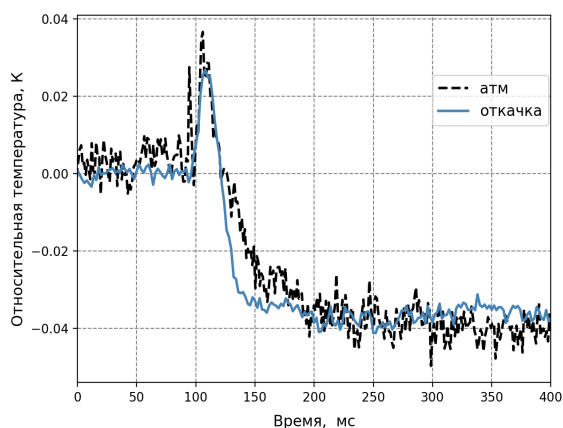


Рис. 1. Сравнение характерных кривых температурного отклика внешней стенки КНД, при истечении ударной волны в атмосферу или гасящий бак (откачка КНД). Число Маха ударной волны 3.5.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Характер теплового потока от внешних стенок канала ударной трубы, регистрируемый высокоскоростной тепловизионной камерой, отражает сложные нестационарные процессы внутри канала. Это, в свою очередь, открывает возможности на основе результатов тепловизионных экспериментов восстановить параметры теплообмена между твердой стенкой и нестационарным пристеночным потоком за счет решения обратной задачи.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-29-00652.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ю.В. Добров, В.А. Лашков, И.Ч. Машеки др.** Измерение существенно нестационарных тепловых потоков градиентным датчиком на основе висмута // ЖТФ. 2021. Т. 91, № 2. С. 240-246.
2. **Н. Knauss, T. Roediger, J. Srulijes.** Novel Sensor for Fast Heat-Flux Measurements // Journal of Spacecraft and Rockets. 2009. Vol. 46 (2). P. 255-265
3. **Инфракрасная термография и тепловой контроль.** Вавилов В.П. - М.: Издательский дом Спектр, 2-е издание, 2013. 544 с.
4. **G. M. Carlomagno, G. Cardone.** Infrared thermography for convective heat transfer measurements // Exp Fluids. 2010. Vol. 49. P. 1187-1218.
5. **S. Zuccher, W.S. Saric.** Infrared thermography investi-

Очевидно, что при движении в канале высокоскоростного нестационарного газового потока процессы теплообмена со стенкой весьма сложны, в том числе из-за наличия пограничного слоя, в котором происходит торможение потока. В этой связи полученные экспериментальные данные по температурному отклику внешней стенки на нестационарные тепловые процессы внутри канала важны для лучшего понимания сопряженных процессов сверхзвуковой газодинамики и теплообмена.

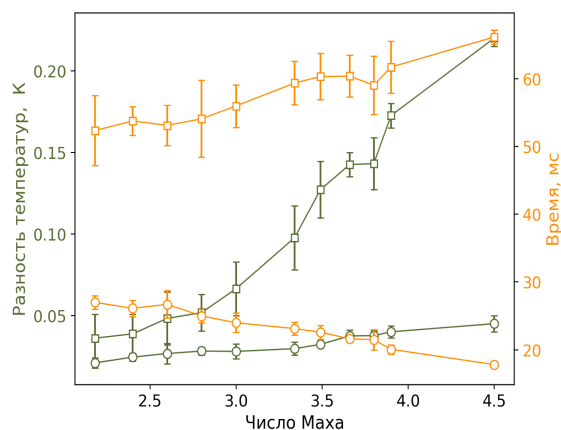


Рис. 2. Зависимость характерных параметров температурного отклика — амплитуд и длительности — от числа Маха течения на расстоянии 50 калибров от диафрагмы для областей всплеска (круглые маркеры) и падения (квадратные маркеры) относительной температуры.

gations in transitional supersonic boundary layers // Exp Fluids. 2008. Vol. 44. P. 145–157.

6. **Le Sant, V. Aupoix, P. Barricau et al.** Surface Mapping Methods // AerospaceLab. 2009. P. 1-12.
7. **Знаменская И.А., Шагинова А.М., Коротева Е.Ю. и др.** Анализ больших массивов данных при визуализации динамических тепловых полей // Научная визуализация. 2020. Т. 5. С. 13–24.

## КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В МЕТОДЕ ЧОХРАЛЬСКОГО В РЕЖИМАХ ВРАЩЕНИЯ КРИСТАЛЛА И ТИГЛЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Основной промышленный метод получения совершенных монокристаллов из расплавов для всех областей науки и техники – многовариантный метод Чохральского [1–4]. Ключевая проблема при росте кристалла – управление конвективным теплообменом на фронте кристаллизации. Режимы локального теплообмена на границе раздела кристалл-расплав определяют форму фронта и радиально-азимутальные распределения дефектов [1–8]. Тепловая гравитационно-капиллярная конвекция (ТГКК) – исходный режим при переходе к смешанной конвекции при включении и увеличении угловой скорости вращения кристалла, что используется для управления теплообменом в подавляющем большинстве вариантов технологии. ТГКК принципиально неустраима и плохо управляема в неизотермических системах, находящихся в поле тяжести. Поэтому для снижения роли азимутальных несовершенств теплового узла и управления конвективным теплообменом используется или только вращение кристалла или вращение кристалла и тигля [2, 8, 9]. Поскольку общемировой тенденцией остается рост требований к совершенству кристаллов, то актуальным остается решение вопроса о корреляции условий роста кристалла и его объемных кристаллографических характеристик. Фундаментальные исследования процессов ламинарно-турбулентного перехода, амплитудно-частотных и пространственно-временных характеристик течений в переходных и турбулентных режимах необходимы для поиска способов управления гидродинамикой с помощью внешних воздействий. Реально же плохо изучено даже в ламинарных режимах влияние комбинации сил плавучести и термокапиллярного эффекта, тем более при добавке центробежных сил за счет вращения кристалла или/и тигля.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Численные исследования выполнены с использованием пакета программ собственной разработки. Численное моделирование методом конечных разностей проводилось на равномерных сетках 160x160 и 320x320. Решалась система безразмерных уравнений смешанной конвекции в приближении Буссинеска в предположении осевой симметрии полей скорости и температуры в переменных вихрь, функция тока, температура, азимутальная скорость [3, 5, 6]. Для аппроксимации уравнения переноса тепла использовались центральные разности и итерационный метод переменных направле-

ний. Схема имеет 2-й порядок аппроксимации.

В качестве масштабов использованы: длины – радиус кристалла –  $R_K$ ; температуры – разность температур между кромкой кристалла и стенками тигля –  $\Delta T$ ; скорости – линейная скорость кромки кристалла –  $\omega_K R_K$ . В систему уравнений и граничных условий входят пять критериев подобия: число Грасгофа –  $Gr = (\beta g / \nu^2) \times \Delta T \times R_K^3$ , определяющее интенсивность термогравитационной конвекции; число Марангони –  $Ma = (-\partial\sigma/\partial T) \times (R_K / \mu) \times \Delta T$ , характеризующее вклад термокапиллярного эффекта; число Прандтля –  $Pr = \nu / \alpha$  и числа Рейнольдса –  $Re_K = \omega_K R_K^2 / \nu$  и  $Re_T = \omega_T R_T^2 / \nu$ , определяющие интенсивность вынужденной конвекции, возбуждаемой вращающимися кристаллом и тиглем. Здесь  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $\mu$ ,  $\nu$  – коэффициенты динамической и кинематической вязкости,  $\alpha = \lambda / \rho C_p$  – коэффициент температуропроводности,  $\omega_K$  и  $\omega_T$  – скорости вращения кристалла и тигля,  $R_T$  – радиус тигля.

На всех жестких границах задавались условия прилипания. Дно тигля и свободная поверхность расплава считались адиабатическими. Свободная поверхность расплава от стенок тигля до кромки кристалла считалась плоской и недеформируемой. На неизотермической свободной поверхности учтено наличие термокапиллярного эффекта. На боковой поверхности цилиндрического тигля и на модельном фронте кристаллизации задавались постоянные температуры. Вращение тигля учитывалось в граничных условиях, в их безразмерной форме появляется число Рейнольдса  $Re_T$ .

Развивая работы [5–8], было изучено вращение тигля в сторону, противоположную вращению кристалла, и с учетом не только сил плавучести, но и термокапиллярного эффекта. Цель данной работы найти диапазоны угловых скоростей вращения тигля, в которых подавляется или снижается влияние свободной конвекции расплава и течение становится стационарным при относительно большом значении числа Прандтля в отличии от [8, 9].

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исследована зависимость пространственной формы течения и локальных характеристик от угловой скорости вращения тигля (в безразмерной форме от числа  $Re_T$ ). Расчеты выполнены при заданных значениях чисел Грасгофа  $Gr = 4870$  и Марангони  $Ma = 5835$ , при  $Pr = 16$ ,  $Re_K = 95$ ,  $R_T/R_K = 2,76$ ,  $H/R_T = 0,7$ . В [5] было показано, что при данных значениях чисел  $Gr$  и  $Ma$  значение числа  $Re_K = 95$  соответствует примерно среднему значе-

нию чисел Рейнольдса в интервале существования нестационарных режимов течения. Одна из задач состоит в определении границы перехода к стационарным режимам при включении равномерного вращения тигля.

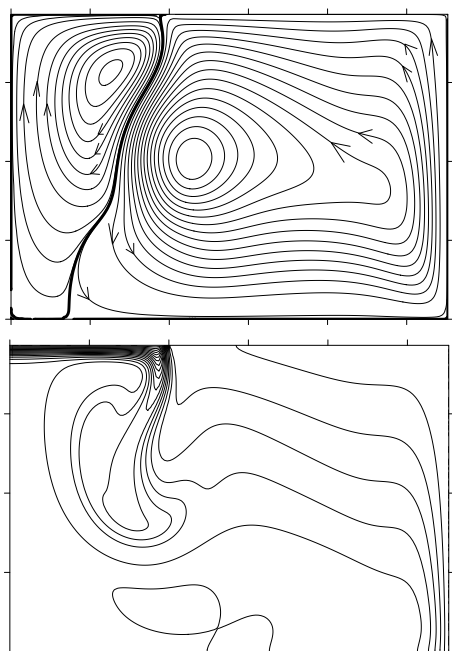


Рис. 1. Поля изолиний функции тока и изотерм:  $t = 464,9$  с при:  $Re_T = -144,6$ ; нестационарный режим

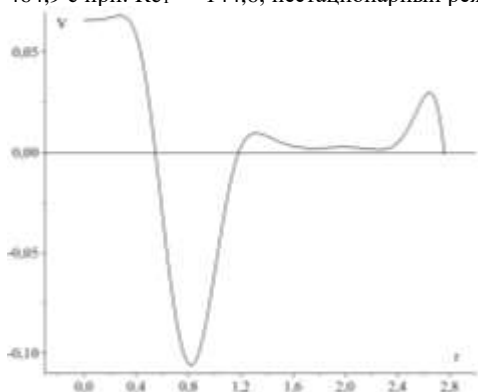


Рис. 2. Профиль вертикальной компоненты скорости  $V$  ( $r, H/2$ ):  $t = 464,9$ с,  $Re_T = -144,6$

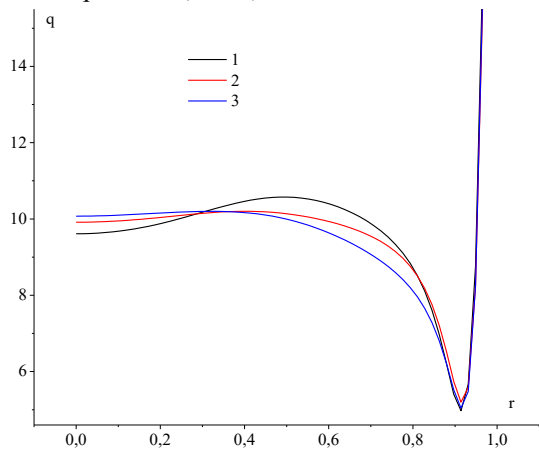


Рис. 3. Радиальные распределения локальных тепловых потоков:  $Re_T = -144,6$ , 1 -  $t = 449,2$ с; 2 -  $t = 452,2$ с; 3 -  $t = 459,5$ с

Расчеты показали, что в диапазоне  $-867 \leq Re_T \leq 0$  течение расплава имеет нестационарный квазипериодический характер. На рис. 1 показаны поля изолиний функции тока и изотерм в момент времени, когда снизу на вращающийся модельный фронт кристаллизации (ФК) натекает поток жидкости с повышенной температурой. Здесь и на рисунках ниже показана только правая часть осесимметричных полей изолиний функции тока и изотерм. В правой части рис. 1 течение имеет тепловую гравитационно-капиллярную природу. У нагретой стенки тигля формируется подъемный поток нагретого расплава, который вдоль свободной поверхности расплава натекает на кромку кристалла. В данном режиме вращение тигля практически не влияет на исходную нестационарную пространственную форму течения. Модуляция температуры в подкристалльной области вызвана колебаниями потока холодной жидкости, стекающей с кромки ФК и образующей спутный нисходящий поток с нагретой жидкостью, натекающей на кромку ФК от нагретых стенок тигля. Мгновенный профиль вертикальной компоненты скорости в тот же момент времени показан на рис. 2. Колебания спутного потока и модуляция температуры под ФК приводит к зависимости от времени радиальных распределений локальных тепловых потоков на ФК (рис. 3). На рис.3 показаны распределения локальных тепловых потоков в центральной части ФК. Интегралы локальных тепловых потоков по площади ФК, не нормированные на тепловые потоки (на  $Q_c$  [6, 8]) в режимах теплопроводности, представлены в виде безразмерных коэффициентов теплоотдачи – чисел Нуссельта на рис. 4.

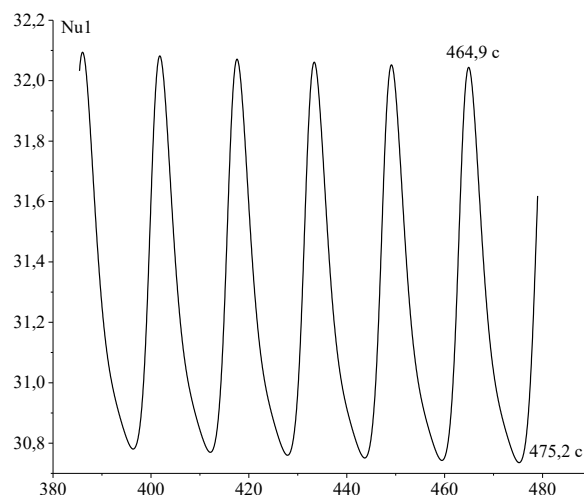


Рис. 4. Зависимость от времени среднего по площади ФК безразмерного коэффициента теплоотдачи:  $Re_T = -144,6$

По мере увеличения абсолютного значения угловой скорости вращения тигля происходит усложнение пространственной формы течения. При  $Re_T = -289,1$  резко уменьшается по вертикали размер подкристалльного вихря. Течение в нем имеет осциллирующий характер с низкочастотной модуляцией что приводит к периодической

зависимости среднего по площади безразмерного коэффициента теплоотдачи на ФК. В придонной области в углу у стенки тигля формируется вторичный вихрь с вращением жидкости по часовой стрелке. Т.е. направление циркуляции жидкости в этом вихре противоположно относительно крупномасштабного течения тепловой гравитационно-капиллярной природы. При дальнейшем росте скорости вращения тигля пространственная форма течения усложняется: на рис. 5 видно, что при  $Re_T = -361,4$  в придонной области кроме углового вихря появляется еще один. Придонные вихри существуют на фоне нестационарного первичного течения. Их размеры и интенсивность циркуляции жидкости по их контуру практически не меняются во времени. В то же время размеры и форма вихря центробежной природы в подкристальной области почти периодически меняются во времени. Модуляция размеров подкристального вихря и периодический вброс жидкости с разной температурой вызывает периодические осцилляции среднего по площади ФК коэффициента теплоотдачи (аналогично данным на рис. 4). С ростом  $Re_T$  вихрь, появившийся в нижнем углу вблизи вертикальной нагретой стенки тигля, растет в вертикальном направлении, выходит на свободную границу расплава и оттесняет вихрь тепловой гравитационно-капиллярной природы от нагретой стенки тигля (рис. 6). При  $Re_T = -837$  течение вдоль стенки тигля становится опускным. Течение в этих режимах имеет осциллирующий характер, соответственно коэффициенты теплоотдачи на ФК имеют почти периодический характер.

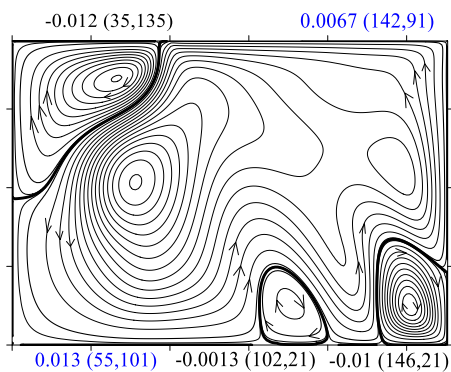


Рис. 5. Поле изолиний функции тока. Указаны значения  $\psi_{max}$  в вихрях и координаты (x,y) их центров:  $Re_T = -361,4$ ;  $t = 421,6$  сек

По зависимостям от времени средних по площади ФК безразмерных коэффициентов теплоотдачи можно сделать оценки периодов колебаний тепловых потоков: при  $Re_T = -144,6$  период примерно равен 20,6 с, при  $Re_T = -289,1$  – 18,8 с, при  $Re_T = -361,4$  – 15 с,  $Re_T = -506$  – 15 с. С ростом скорости вращения тигля есть тенденция уменьшения периода колебаний, но во всем диапазоне существования нестационарных течений периоды достаточно длительные, поэтому их наличие может быть причиной полосчатой неоднородности. Кроме того, эти колебания неизбежно порождают колебания, проникающие в кристалл со стороны ФК, что вызовет переменные

термические напряжения. С ростом скорости вращения тигля наблюдается переход от нестационарного течения к стационарному режиму. По результатам проведенных расчетов переход к стационарным режимам находится в диапазоне от  $Re_T = -837$  до  $Re_T = -867$ . С ростом скорости вращения тигля эффективно и монотонно подавляется так же подкристальный вихрь центробежной природы. При  $Re_T = -1156,6$  подкристальный вихрь центробежной природы практически подавлен.

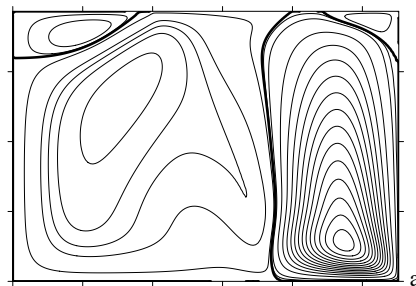


Рис. 6. Поля изолиний функции тока в стационарном режиме:  $Re_T = -867,4$

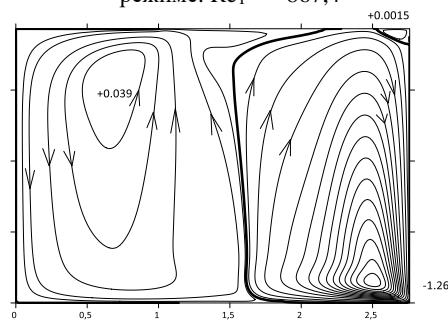


Рис. 7. Поле изолиний функции тока (цифрами обозначены значения  $\psi_{max}$  в центрах вращения вихрей) в стационарном режиме в сечении  $z = H/2$ :  $Re_T = -3043,6$

На рис. 7 показаны направления течения в установившемся стационарном режиме ( $\Omega_T = -26,94$  об/мин). Теперь расплав омывает боковые стенки тигля сверху вниз, т.е. действие сил плавучести в этой части объема жидкости полностью подавлено.

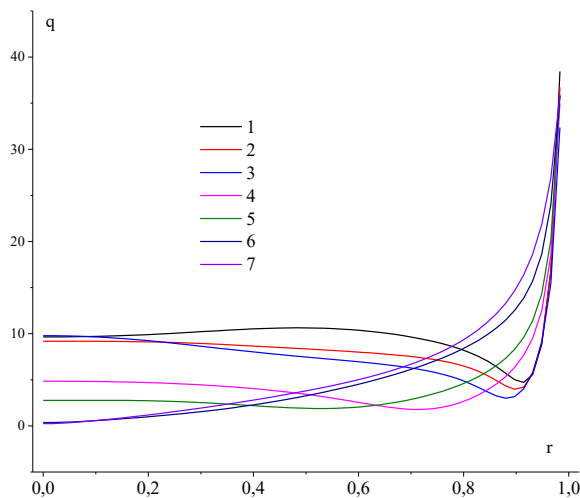


Рис. 8. Радиальные распределения локального теплового потока при различных скоростях вращения тигля: 1 –  $Re_T = -144,6$ ; 2 –  $-289,1$ ; 3 –  $-433,7$ ; 4 –  $-867,4$ ; 5 –  $-2282,9$ ; 6 –  $-3043,6$ ; 7 –  $-6088,2$

Под вращающимся ФК течению также направлено в противоположную сторону. Теперь на кромку ФК натекает поток нагретого расплава не от стенок тигля, а после теплового взаимодействия в центральной части потока от стенки с потоком охлажденным под ФК расплава, оттянутого вращающимся дном. Рис. 7 поясняет направления течения в установившихся двухвихревых структурах течения и обозначены значения локальных максимумов функции тока в центрах основных и вторичных вихрей. Наиболее интенсивное течение наблюдается в крупномасштабном вихре, расположенном у боковой стенки тигля. Полученные данные показывают, что интенсивность течения в этом вихре снижается с ростом абсолютного значения  $Re_T$ . При скоростях вращения тигля, соответствующих абсолютному значению  $Re_T = -286$  и ниже у стенки тигля наблюдается восходящий поток нагретой жидкости, при абсолютном значении  $Re_T = -867$  и выше у нагретой стенки тигля наблюдается нисходящий поток. Т. е. меняется направление вращения в крупномасштабном пристеночном вихре. В нестационарных режимах с противовращением тигля и кристалла при  $Re_T = -289,1$  радиальное распределение локального теплового потока наиболее однородно (рис. 8), но в этом режиме наблюдаются низкочастотные колебания теплового потока с достаточно большой амплитудой. Поэтому этот и близкие к нему режимы не технологичны. В стационарных режимах при  $Re_T$  между  $Re_T = -867,4$  и  $Re_T = -2282,9$  радиальные распределения локальных тепловых потоков наиболее однородны (рис. 8), но в этих установившихся режимах на кромку кристалла натекает нагретый расплав и фронт кристаллизации может стать выпуклым в расплав или  $W$  – образным. Судя по формам течения в подкристалльной области выходом может стать небольшое увеличение скорости вращения кристалла, что приведет к увеличению подкристалльного вихря и оттеснению горячего потока за кромку кристалла.

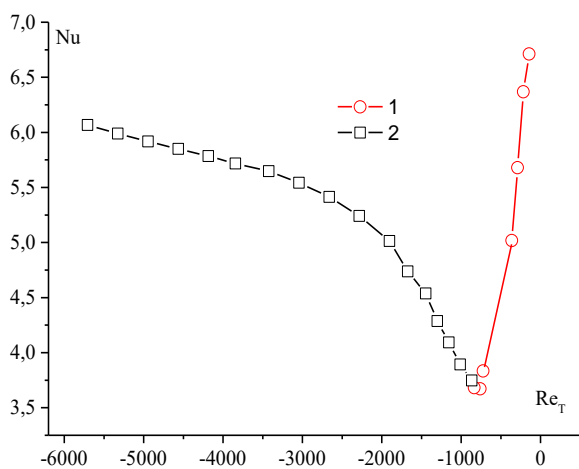


Рис. 9. Зависимость средних значений  $Nu$  от  $Re_T$ : 1 – нестационарные режимы, 2 – стационарные режимы  
Обобщение результатов расчетов интегрального теплообмена в режимах противовращения кристалла и тигля представлено на рис. 9. Граница перехо-

да от нестационарных режимов течения к стационарным находится по данным расчетов между  $Re_T = -837,2$  и  $Re_T = -867,4$

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно в режимах смешанной конвекции при заданной скорости вращения кристалла исследовано влияние вращения тигля на эволюцию пространственных форм течения расплава с числом Прандтля равным 16, на поля температуры и скорости, на локальный и интегральный теплообмен в методе Чохральского. Определены диапазоны параметров подобия, соответствующих стационарным и нестационарным режимам течений и теплообмена, режимам с наиболее равномерными радиальными распределениями тепловых потоков и плоскими фронтами кристаллизации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Иванникова Н.В., Шлегель В.Н., Васильев Я.В.** Оптимизация скорости кристаллизации при росте кристаллов  $Bi_4Ge_3O_{12}$  низкоградиентным методом Чохральского // Кристаллография, 2014, том 59, № 4, с. 676–680.
2. **Шашков Ю.М.** Выращивание монокристаллов методом вытягивания. М.: Металлургия, 1982. 312 с.
3. **Полежаев В. И.** Гидродинамика, тепло- и массообмен при росте кристаллов // Итоги науки и техники, сер. МЖГ, М.: ВИНТИ, 1984. Т. 18. С. 198–268.
4. **Простомолотов А. И., Вerezub Н. А., Ильясов Х. Х.** Дистанционное и сопряженное моделирование тепломассопереноса и дефектообразование в технологических процессах // Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. – 2015. –Т. 18, № 1. – С. 31 – 36.
5. **Бердников В.С., Винокуров В.В., Панченко В.И., Соловьев С.В.** Теплообмен в классическом методе Чохральского // ИФЖ. 2001. Т. 74. № 4. С. 122–127.
6. **Бердников В.С., Винокуров В.А., Винокуров В.В.** Влияние нестационарных режимов свободной и смешанной конвекции расплавов на теплообмен и формы фронтов кристаллизации в методе Чохральского // Известия РАН. Серия Физическая. – 2017. Т. 81. № 10. С. 1395-1402.
7. **Berdnikov Vladimir, Anatoly Prostromolotov, Nataliya Verezub and Victor Vinokurov** Heptadecane and gallium crystallization in hydrodynamic Czochralski model // Journal of Materials Science and Engineering. – 2016. – A 5 (9–10). – P. 351 – 360.
8. **Бердников В.С., Гапонов В.А.** Смешанная конвекция в режимах дифференциального вращения кристалла и тигля в методе Чохральского. // Тр. 4 Российской национальной конференции по теплообмену – РНКТ 4, Москва 23—27 октября 2006 г., М: Издательский дом МЭИ, 2006. Т.3, с.71-75.
9. **Бессонов О.А.** Влияние вращения кристалла и тигля на устойчивость течений в модели метода Чохральского при низких числах Прандтля // Механика жидкости и газа. –2016. – №3. С. 33 – 43.







**Секция 10**

**Теплопроводность,  
теплоизоляция**



## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ Н-ПЕНТАНА В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР ОТ ТРОЙНОЙ ТОЧКИ ДО 700 К ПРИ ДАВЛЕНИИ ДО 100 МПА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Нормальный пентан – представитель нормальных алканов, относится к технически важным веществам, для которых необходимы надежные данные о свойствах переноса в широком диапазоне температур и давлений. Эти данные используются при расчете тепло-массообменного оборудования, транспортных систем, энергетических установок и т. д.

Поэтому, разработка экспериментально и теоретически обоснованных корреляционных зависимостей для расчета коэффициентов переноса в широком диапазоне параметров состояния актуальна, так как позволяет восполнить дефицит в надежных данных о теплофизических свойствах, необходимых для использования в науке и промышленности.

### 2. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Перечень работ, посвященных исследованию теплопроводности н-пентана и результаты сравнения экспериментальных значений с расчетными, представлены в таблице 2.

Из наиболее представительных и широкодиапазонных исследований следует отметить работу Богатова [1], Мухамедзянова с соавторами [2], справочные данные [3], полученные на основе графоаналитической обработке экспериментальных данных, опубликованных до 1976 года. Важными для разработки широкодиапазонного интерполяционного уравнения являются также данные Назиева с соавторами, полученные в жидкой фазе в низкотемпературной области [4] и в газовой фазе при высоких температурах [5].

В работе Богатова [1] использовался стационарный метод нагретой проволоки. Вероятная неопределенность отдельного измерения по оценке автора [1] не превышает 1,5%. В работе Мухамедзянова [2] с соавторами, также использовался метод нагретой проволоки. Вероятная неопределенность результата измерения теплопроводности по оценке авторов [2] не превышает 2,0%. В работах Назиева с соавторами [4, 5] измерения производились в трикалориметре в режиме монотонного охлаждения. Неопределенность результата измерения теплопроводности оценивается авторами [4, 5] в 2,0%.

Данные [4] являются единственными, полученными в низкотемпературной области при повышенных давлениях до 50 МПа. Поэтому включение их в обработку было весьма важным. Однако анализ показал, что температурный ход теплопроводности при низких температурах отличается от установ-

ленного в работах [2, 6] и плохо согласуется с результатами, полученными при более высоких температурах. Поэтому была произведена предварительная обработка данных разных авторов о теплопроводности н-пентана при атмосферном давлении в диапазоне температур от тройной точки 143,47 К до нормальной температуры кипения 309,22 К, исключая данные [4]. Полученное интерполяционное уравнение (теплопроводность  $\lambda$ , мВт/(м·К), температура  $T$ , К)

$$\lambda = 106,61 + 129,58 \left(\frac{T}{100}\right) - 73,458 \left(\frac{T}{100}\right)^2 + 10,263 \left(\frac{T}{100}\right)^3 \quad (1)$$

описывает отобранные экспериментальные данные о теплопроводности н-пентана при атмосферном давлении (54 экспериментальные точки) со среднеквадратичным отклонением 0,62%. По этому уравнению производилась коррекция температурного хода данных [4] с сохранением барической зависимости. Такой подход позволил получить согласованные данные и как результат, физически правильную поверхность состояния, показанную на рис. 2.

### 3. УРАВНЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ Н-ПЕНТАНА

Интерполяционное уравнение теплопроводности разработано на основе отобранных, наиболее надежных экспериментальных данных, опубликованных в литературе. Для описания коэффициента теплопроводности н-пентана принято уравнение в форме, предложенной Леммоном и Якобсоном [7]

$$\lambda(\rho, T) = \lambda^0(T) + \lambda'(\delta, \tau) \quad (2)$$

где  $\lambda^0(T)$  – теплопроводность разреженного газа при нулевой плотности;  $\lambda'(\delta, \tau)$  – избыточная теплопроводность;  $\delta = \rho/\rho_c$ ;  $\tau = T_c/T$ .

Теплопроводность разреженного газа, в свою очередь, определяется как

$$\lambda^0(T) = N_1 \left[ \frac{\eta^0(T)}{1 \text{ мкПа} \cdot \text{с}} \right] + N_2 \tau^{t_2} + N_3 \tau^{t_3} \quad (3)$$

где  $\eta^0(T)$  – вязкость разреженного газа при нулевой плотности, мкПа·с.

Избыточная теплопроводность аппроксимирована уравнением

$$\lambda^r(\delta, \tau) = \sum_{i=4}^n N_i \tau^{t_i} \delta^{d_i} \exp(-\delta^{l_i}) \quad (4)$$

Поиск коэффициентов и показателей степени при температуре и плотности уравнений (3) и (4) осуществлялся методом случайного поиска с возвратом при неудачном шаге [7]. Также вводились ограничения, обеспечивающие «правильный» знак производных. Коэффициенты и показатели степени уравнений (3) и (4) представлены в табл. 1.

Таблица 1. Коэффициенты и показатели степени уравнений (3) и (4).

$i$	$N_i$	$t_i$	$d_i$	$l_i$
1	-431,27605	-	-	-
2	101,14800	-1,2940	-	-
3	365,03354	-1,5542	-	-
4	$-0,95063064 \cdot 10^1$	2,1209	1	-
5	$0,12777625 \cdot 10^1$	1,5911	3	-
6	$0,10915897 \cdot 10^2$	0,3402	5	1
7	$-0,29948748 \cdot 10^2$	4,3937	7	2
8	$0,64617694 \cdot 10^2$	4,7899	6	2
9	$0,91361490 \cdot 10^1$	0,3008	1	3

При расчете таблиц не учитывалась критическая аномалия теплопроводности в виду отсутствия экспериментальных данных.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При определении коэффициентов уравнений (3) и (4) в обработку включались данные [1], [2], [3], [4, 5] и для газовой фазы, также данные [16]. Данные остальных авторов использовались для сравнения. Анализ отклонений и результатов, представленных в таблице 2, позволяет заключить, что среднее вероятное значение неопределенности расчетных значений теплопроводности составит ~3%. Отклонения, превышающие 3,0% на рис. 1 относятся к значени-

ям теплопроводности, полученным при давлениях свыше 150 МПа.

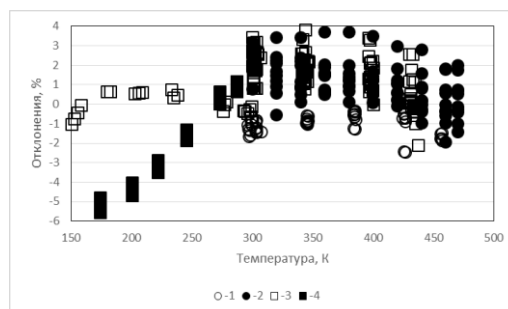


Рисунок 1. Отклонения экспериментальных данных о теплопроводности н-пентана, включенных в обработку: 1 – Богатов [1]; 2 – Варгафтик и др. [3]; 3 – Мухамедзянов и др. [2]; 4 – Назиев и др. [4]

На рисунке 2 показаны изобары теплопроводности н-пентана во всем диапазоне параметров. Видно, что уравнение обладает хорошими экстраполяционными возможностями.

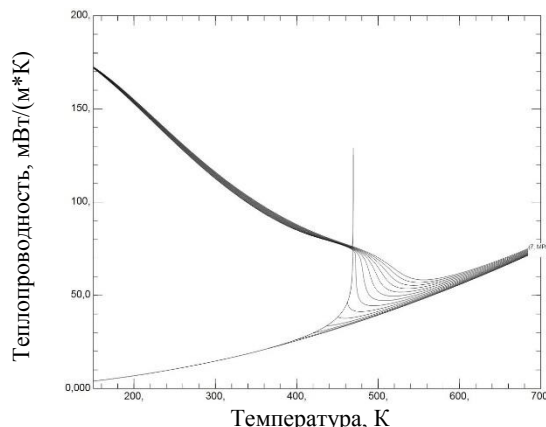


Рисунок 2. Диаграмма состояния теплопроводность - температура для н-пентана.

Таблица 2. Результаты сравнения экспериментальных данных о теплопроводности н-пентана с рассчитанными значениями

Год	Первый автор, Источник	Число точек	Диапазон параметров		Отклонения, %		
			$T$ , К	$p$ , МПа	СОО	СКО	ССО
1960	Смит [8]	5	323 – 423	0,1	1,44	1,68	1,44
1969	Кармихазль [9]	30	278 – 441	1,4 – 34,5	6,47	6,77	-6,47
1969	Богатов [1]	51	296 – 457	0,1 – 49	1,05	1,17	-1,05
1970	Брыков [6]	16	150 – 300	0,1	0,50	0,59	0,26
1971	Мухамедзянов [2]	122	150 – 433	0,1 – 220	1,46	1,74	1,28
1972	Маллан [10]	6	299 – 379	Насыщ.	1,41	1,56	0,71
1978	Варгафтик [3]	99	300 – 470	0,1 – 220	1,29	1,58	1,09
1981	Назиев [4]	42	174 – 287	0,1 – 50	2,55	3,11	-2,14
1984	Назиев [5]	18	373 – 624	0,1; 2,0	2,57	4,46	-0,77
1987	Роулей [11]	1	298	0,1	0,69	0,69	-0,69
1987	Палавра [12]	132	306 – 359	1,8 – 505	1,46	1,73	-1,21
1993	Пападаки [13]	1	306	0,1	0,25	0,25	0,25
2002	Сон [14]	36	296 – 428	3,4 – 34,4	3,53	3,79	-3,53
2002	Ватанабе [15]	12	297 – 306	0,1	1,72	1,72	-1,72
2007	Дорн [16]	12	343 – 407	0,1 – 0,5	1,59	1,84	1,29

Примечания:

- СОО – среднее относительное отклонение; СКО – среднее квадратичное отклонение; ССО – среднее систематическое отклонение.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанное в данной работе уравнение является новым, экспериментально обоснованным и позволяет с высокой точностью рассчитывать теплопроводность нормального пентана в диапазоне температуры от тройной точки до 700 К при давлениях до 100 МПа. Погрешность расчета составляет 2,5 – 3,0 %.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богатов, Г.Ф. Теплопроводность жидкостей. Н-Пентан / Г.Ф. Богатов // Изв. вузов. Нефть и газ. – 1969. - №10. – С. 68.
2. Мухамедзянов, И.Х. Теплопроводность жидких предельных углеводородов при давлениях до 2250 бар / И.Х. Мухамедзянов, Г.Х. Мухамедзянов, А.Г. Усманов // Труды КХТИ им. С.М. Кирова. – Казань: КХТИ. – 1971. – Вып. 47. – С. 22-34.
3. Варгафтик, Н.Б. Теплопроводность жидкостей и газов / Н.Б. Варгафтик, Л.П. Филиппов, А.А. Тарзиманов, Е.Е. Тоцкий.- М.: Изд-во стандартов, 1978. – 472 с.
4. Назиев, Я.М. Исследование теплопроводности некоторых жидких углеводородов при различных температурах и давлениях / Я.М. Назиев, Я.М. Гумбатов, А.К. Ахмедов // Изв. вузов. Нефть и газ. – 1981. - №12. – С. 42-47.
5. Назиев Я.М. Исследование теплопроводности н-пентана, н-гептана и их смесей с н-гексаном в газообразном состоянии при высоких температурах / Я.М. Назиев, А.М. Гумбатов, А.К. Ахмедов // Изв. вузов. Нефть и газ. – 1984. - №6. – С. 50-53.
6. Brykov, V.P. Experimental investigation of the thermal conductivity of organic fluids at low temperatures / V.P. Brykov, G.Kh. Mukhamedzyanov, A.G. Usmanov// J. Eng. Phys. (Engl. Transl.). – 1970. – V.18, No.1. – P. 62-66.; transl. of Inzh.-Fiz. Zh. – 1970. – V.18, No. 1. – P. 82-89.
7. Lemmon, E. W. Viscosity and thermal conductivity equations for nitrogen, oxygen, argon and air / E. W. Lemmon, R. T. Jacobsen // Int. J. Thermophys. – 2004. – V. 25, № 1. – P. 21-69.
8. Smith, W.J.S. Thermal conductivity of light hydrocarbons and methane-propane mixtures at low pressures / W.J.S. Smith, L.D. Durbin, R. Kobayashi // J. Chem. Eng. Data. – 1960. – V.5, No.3. – P. 316-321.
9. Carmichael, L.T. Thermal conductivity of fluids. n-Pentane / L.T. Carmichael, J. Jacobs, B.H. Sage // J. Chem. Eng. Data. – 1969. – V.14, No.1. – P. 31-37.
10. Mallan, G.V. Liquid thermal conductivities of organic compounds and petroleum fractions / G.V. Mallan, M.S. Michaelian, F.J. Lockhart // J. Chem. Eng. Data. – 1972. – V.17, No.4. – P. 412-415.
11. Rowley, R.L. Thermal conductivities of ternary liquid mixtures / R.L. Rowley, G.L. White // J. Chem. Eng. Data. – 1987. – V.32, No.1. – P. 63-69.
12. Palavra, A.M.F. Thermal conductivity of normal pentane in the temperature range 306-360 K at pressures up to 0.5 GPa / A.M.F. Palavra, W.A. Wakeham, M. Zalaf // Int. J. Thermophys. – 1987. – V.8, No.3. – P. 305-315.
13. Papadaki, M. Thermal Conductivity of R134a and R141b within the Temperature Range 240-307 K at the Saturation Vapor Pressure / M. Papadaki, M. Schmitt, A. Seitz, K. Stephan, B. Taxis, W.A. Wakeham // Int. J. Thermophys. – 1993. – V.14, No.2. – P. 173.
14. Sun, L. The Thermal conductivity, Thermal Diffusivity, and Specific Heat of Liquid n-Pentane / L. Sun, J.E.S. Venart, R.C. Prasad // Int. J. Thermophys. – 2002. – V.23, No.2. – P. 391-420.
15. Watanabe, H. The Thermal conductivity and Thermal Diffusivity of Liquid n-Alkanes: C<sub>n</sub>H<sub>2n+2</sub> (n=5 to 10) and Toluene / H. Watanabe, D.J. Seong // Int. J. Thermophys. – 2002. – V.23, No.2. – P. 337-356.
16. Dohrn, R. Thermal conductivity of polyurethane foam cell gases: Improved transient hot wire cell-data of isopentane+n-pentane mixtures – Extended Wassiljewa-model / R. Dohrn, J.M. Fonseca, R. Albers, J. Kusan-Bindels, I.M. Marrucho // Fluid Phase Equilib. – 2007. – V.261. – P. 41-49.

## ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ТЕРМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ЗАТЯГ БОЛТА В СИСТЕМЕ КРЕПЛЕНИЯ МОДУЛЯ БЛАНКЕТА И ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ПРИ ИНДУКТИВНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ ИТЭР

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Реактор-токамак ИТЭР является международным проектом, который должен стать моделью будущих энергетических термоядерных реакторов и рассматривается как важнейшая ступень перед созданием демонстрационной термоядерной электростанции. Система бланкета реактора ИТЭР предназначена для отвода тепла, выделяющегося при замедлении высокоэнергичных нейтронов, образующихся при термоядерной реакции синтеза, радиационной защиты катушек магнитного поля и персонала. Данная система состоит из 440 модулей, каждый из которых механически прикреплен к вакуумной камере с помощью четырех гибких опор, которые при этом воспринимают механические нагрузки на модуль, компенсируют температурные расширения модуля бланкета и вакуумной камеры и обеспечивают электрическую изоляцию модуля бланкета и вакуумной камеры.

Главным элементом конструкции является гибкий картридж с двумя фланцами: нижний – соединяется с корпусом вакуумной камеры, верхний – с защитным блоком модуля бланкета с помощью центрального болта и конической гайки через втулку. В качестве электроизоляционного покрытия используется оксид алюминия ( $Al_2O_3$ ), который наносится на внешнюю коническую поверхность гайки и нижнюю плоскую поверхность втулки. Шероховатость данных поверхностей находится в диапазоне Ra (3 - 20) мкм.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Так как конструкционные материалы компонентов опоры имеют различный коэффициент термического расширения, из-за чего не могут свободно расширяться/сжиматься, то возникающие термоупругие напряжения в конструкции опоры могут привести к уменьшению усилия затяга болта. В результате при срывах плазмы и действии на гибкую опору электромагнитных сил может произойти раскрытие стыка на интерфейсе «коническая втулка-картридж», что может привести к разрушению изоляции. Поэтому конечная цель данной работы – сделать вывод о влиянии возник-

кающих термических напряжений на усилие затяга болта, изначально имеющее величину 800 кН. Для этого необходимо: рассчитать нестационарные поля температур на временах, соответствующих периодическому характеру изменения температуры в объеме опоры при индуктивном режиме работы ИТЭР; провести прочностной анализ для 4 шагов нагружения: затяг болта 800 кН, разогрев вакуумной камеры до 100 °С, режим паузы, режим горения плазмы. Для последних 2 шагов необходимы температурные поля, полученные в тепловом анализе. После выполнения данных промежуточных действий становится возможным найти снижение усилия затяга болта на каждом шаге нагружения.

### 3. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ОПОРЫ

#### 3.1 Тепловой анализ

Математическое описание для теплового анализа включает в себя уравнение теплопроводности [1], граничные и начальные условия, условия сопряжения на соприкасающихся поверхностях различных компонентов опоры:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_v; \\ T_{ins} = 130^\circ C; \\ T_{vv} = 100^\circ C; \\ q_\Gamma = 0; \\ T_0 = 100; \\ q_i = q_j; \\ q_i = \alpha_{kij} (T_i - T_j), \end{array} \right. \quad (1)$$

где  $T$  – температура (°С);  $q$  – плотность теплового потока ( $Вт/м^2$ );  $\rho$  – плотность ( $кг/м^3$ );  $c_p$  – изобарная теплоемкость ( $Дж/(К·кг)$ );  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности ( $Вт/(К·м)$ );  $q_v$  – внутреннее тепловыделение ( $Вт/м^3$ );  $i, j$  – индексы, соответствующие двум соприкасающимся поверхностям;  $vv$  – индекс, соответствующий внешней поверхности нижнего фланца картриджа;  $ins$  – индекс, соответствующий внешней конической поверхности втулки;  $\Gamma$  – индекс, соответствующий остальным

граничным поверхностям;  $T_0$  – температура компонентов опоры в начальный момент времени;  $\alpha_k$  – контактная проводимость ( $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ ).

Для всех контактных поверхностей  $\alpha_k = 1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$  за исключением поверхностей, покрытых керамической изоляцией, для которых проводится расчет для двух значений:  $\alpha_k = 200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$  и  $\alpha_k = 1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ , и интерфейса «болт-коническая гайка», где  $\alpha_k = 500 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ . Нестационарность задачи вызвана индуктивным режимом работы ИТЭР, который представляет собой периодическую последовательность режима горения плазмы длительностью 450 с, где внутреннее объемное тепловыделение, обусловленное нейтронным потоком, принимает максимальное значение, и режима паузы длительностью 1800 с, где тепловыделение принимает нулевое значение. Внутреннее энерговыделение взято из нейтронно-физических расчетов, проведенных Международной организацией ИТЭР, при этом имеет экспоненциальный характер и спадает от модуля бланкета к вакуумной камере. Были получены следующие поля при установившемся периодическом характере изменения температур:

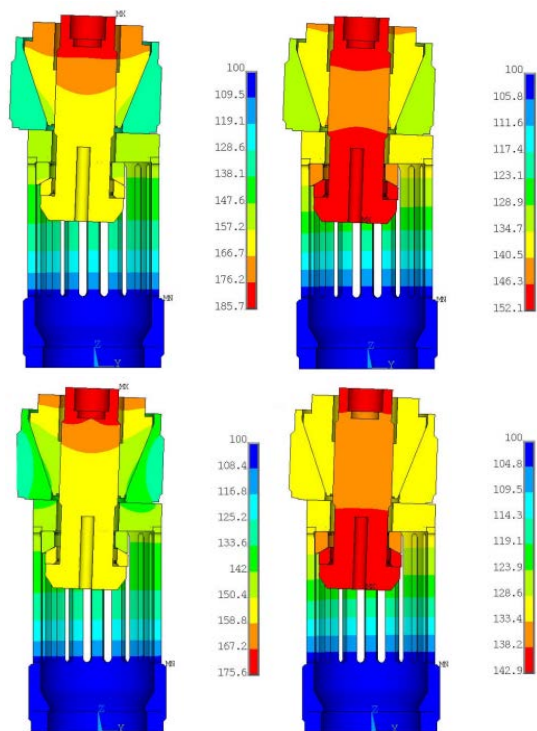


Рис. 1. Температурные поля ( $^\circ\text{C}$ ) в опоре в режиме горения (слева) и паузы (справа) при  $\alpha_k = 200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$  (сверху) и  $\alpha_k = 1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$  (снизу).

Разница температур для двух случаев контактной проводимости электрической изоляции составляет порядка  $10^\circ\text{C}$  в головке болта. На основании полученных результатов сделан вывод, что можно отказаться от шлифовки на поверхностях,

покрытых изоляцией. Поэтому в прочностном анализе рассматривается только случай с  $\alpha_k = 200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$  для поверхностей, покрытых изоляцией.

### 3.2 Прочностной анализ

Математическое описание прочностного анализа в упругой постановке состоит из дифференциальных уравнений сплошности, соотношений Дюгамеля-Неймана и Коши, а также граничных условий [2]. Также задавались условия симметрии на соответствующей поверхности (нулевое перемещение в плоскости, перпендикулярной данной поверхности), а также нулевые компоненты вектора перемещения на внешней поверхности нижнего фланца.

Было рассмотрено 4 шага нагружения: предварительный затяг болта 800 кН при температуре  $20^\circ\text{C}$ ; разогрев вакуумной камеры до  $100^\circ\text{C}$ , опора с температурным полем, соответствующем режиму паузы, и опора с температурным полем, соответствующем режиму горения плазмы. В таблице 1 представлены значения затяга болта на каждом шаге нагружения.

Таблица 1. Значения затяга болта на каждом шаге нагружения

Шаг нагружения	Усилие затяга болта
Затяг болта 800 кН	800 кН
Разогрев ВК до $100^\circ\text{C}$	747 кН
Режим паузы	703 кН
Режим горения плазмы	694 кН

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты теплового расчета показывают, что можно отказаться от шлифовки поверхностей, покрытых изоляцией, а также дают возможность рассчитать поля напряжений и деформаций в ходе прочностного анализа в режимах горения и паузы.

Результаты прочностного расчета позволяют сделать оценки прочности, которые пойдут в запас прочности, а также рассчитать усилие затяга болта на каждом шаге нагружения.

Остаточное усилие в центральном болте превышает максимальное значение растягивающей электромагнитной силы, действующей на опору при срывах плазмы (600 кН), что обеспечивает условие нераскрытия стыка на интерфейсе «коническая втулка-картридж» и сохранение целостности электроизоляционного покрытия.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: учебное пособие для вузов. Энергия, 1981
- Варданян Г.С.– Сопротивление материалов с основами теории упругости и пластичности. 2011.

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ЖИДКИХ ГИДРОФТОРПРОИЗВОДНЫХ ОЛЕФИНОВ НА КРИВОЙ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ ЖИДКОСТЬ-ПАР

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании процессов тепломассообмена, протекающих в низкотемпературной технике, необходимо иметь информацию о теплофизических свойствах холодильных агентов, в частности, теплопроводности,  $\lambda^{sat}$ , на жидкостной ветви кривой сосуществования жидкость-пар. В настоящее время происходит замена гидрофторуглеродов (ГФУ) и гидрохлорфторуглеродов (ГХФУ) на гидрофторолефины (ГФО), имеющие нулевой озоноразрушающий потенциал. В настоящем исследовании обсуждаются методы расчета и прогнозирования  $\lambda^{sat}$  для ряда ГФО: 2,3,3,3-тетрафтор-1-пропена (R1234yf,  $\text{CF}_3\text{CF}=\text{CH}_2$ ), (Z) -1-хлор-2,3,3,3-тетрафторпропена (R1224yd(Z), транс-1-хлор-3,3,3-трифтор-1-пропена (R1233zd(E),  $\text{CF}_3\text{CH}=\text{CHCl}$ ), транс-1,3,3,3-тетрафторпропен (R1234ze(E), транс- $\text{CHF}=\text{CHCF}_3$ ), транс-1,3,3,3-тетрафтор-1-пропена (R1243zf,  $\text{CF}_3\text{CH}=\text{CH}_2$ ), транс-1,1,1,4,4,4-гексафтор-2-бутена (R1336mzz(E),  $\text{CF}_3\text{CH}=\text{CHCF}_3$ ), цис-1,1,1,4,4,4-гексафтор-2-бутена (R1336mzz(Z),  $\text{CF}_3\text{CH}=\text{CHCF}_3$ ), (E)-1,2,3,3-тетрафторпроп-1-ен (R1234ye(E),  $\text{CHF}_2\text{CF}=\text{CHF}$ ) и транс-1,2-дифторэтилен (R1132(E),  $\text{CHF}=\text{CHF}$ ). Для последних двух хладагентов информация о теплопроводности, включая  $\lambda^{sat}$ , отсутствует.

### 2. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ МОДЕЛИ

На основе экспериментальной информации о  $\lambda^{sat}$  ГФО мы разработали ряд корреляционных зависимостей, в частности:

$$\lambda^{sat} = f_1(T_r, T_{rb}) = \lambda_0 (a_1 + a_2 T_{rb} + a_3 \tau^{-\chi}). \quad (1)$$

Здесь  $\chi$  – критический индекс;  $T_{rb} = T / T_{nb}$ ;  $T_r = T / T_c$ ;  $\tau = 1 - T_r$ ;  $T_{nb}$  – нормальная температура Бойля;  $T_c$  – критическая температура; критериальная единица  $\lambda_0$  рассчитывается по формуле:

$$\lambda_0 = \sqrt[3]{p_c^2} \left( \sqrt{M} \cdot \sqrt[3]{T_c} Gu^4 \right)^{-1} + 0,05\omega^4, \quad (2)$$

где  $p_c$  – критическое давление;  $M$  – молярная масса;  $Gu = T_c / T_{nb}$ ;  $\omega$  – ацентрический фактор;  $a_i$  – постоянные коэффициенты.

Также, с целью учесть особенности

критической точки, мы ввели в структуру корреляционной зависимости,

$\lambda_{yng}^{sat} = f_1(T_c, T_{tr}, T^{**}, \lambda_{tr}, \lambda_{09})$ , предложенной Yang

и др. [1], дополнительную компоненту,  $X_0 \tau^{-\chi}$ , и тем самым привели [1] к виду:

$$\frac{\lambda^{sat}}{\lambda_{tr}} = - \sum_{i=1}^4 A_i \left\{ \left[ g(T^{**}) \right]^{4-i} - X_0 \tau^{-\chi} \right\} \frac{|\lambda_{tr} - \lambda_{09}|}{\lambda_{tr}}. \quad (3)$$

где  $X_0$  и  $A_i$  – постоянные коэффициенты, и, согласно [1];  $T^* = T / (T_c - T_{tr})$ ;  $\lambda_{tr} = \lambda_L(T = T_{tr})$ ;  $g(T^{**}) = T^* - a_1 T_{tr}^* + a_2$ ;  $\lambda_{09} = \lambda_L(T = 0,9 \cdot T_c)$ ;  $T_{tr}$  – температура тройной точки.

Для расчета  $\lambda^{sat}$  ГФО в интервале температур от  $T_{tr}$  до  $0,95T_c$  разработана корреляционная модель, не учитывающая особенности критической точки:

$$\lambda^{sat} = f_1(T_r, T_{rb}) = \lambda_0 (a_1 + a_2 T_{rb} + a_3 T_{rb}^2). \quad (4)$$

Ацентрический фактор  $\omega$  рассчитан для всех веществ на основе уравнения упругости, разработанного в рамках масштабной теории критической точки [2]:

$$p_s(T) = p_c e^{-\frac{\alpha_0 \tau^2}{T_r}} \left( p_{np}(\tau, \alpha, \Delta) + \sum_{i=4}^7 b_i \tau^{s_i} \right), \quad (5)$$

где  $\alpha$  и  $\Delta$  – критические индексы  $s_i \in N$ ;  $p_{np}(\tau)$  – нерегулярная функция:

$$p_{np}(\tau, \alpha, \Delta) = 1 + a_1 \tau + a_2 \tau^{2-\alpha} + a_3 \tau^{2-\alpha+\Delta}. \quad (6)$$

### 3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведен сравнительный анализ зависимостей (1), (3) и (4) с известными моделями, предложенными для расчета  $\lambda^{sat}$  ГФО. К ним относятся модели Yang и др., [1], Di Nicola и др., [3], Tomassetti и др., [4], Цветкова и др., [5, 6] Кудрявцевой и др., [7]. Для оценки моделей использован ряд статистические характеристик [8]. Эти характеристики рассчитаны на одном и том же массиве экспериментальной информации для семи ГФО (см. введение) и представлены в таблице. Корреляционные зависимости Tomassetti и др., [4], и Цветкова и др., [5] и [6] разработаны специально



Таблица. Статистические оценки моделей

Модель	СКО, %	AAD, %	BIAS, %	SDV, %
Цветков [5]	0,40	3,62	0,52	4,53
Цветков [6]	0,56	4,85	0,12	6,33
Di Nicola [3]	0,68	6,35	-2,75	7,23
Tomassetti [4]	0,575	4,18	1,96	6,25
Рыков [7]	0,261	2,02	0,40	2,95
Уравнение (3)	0,27	2,33	-0,77	2,99
Yang [1]	0,27	2,24	-0,58	3,00
Уравнение (1)	0,27	2,01	-0,22	3,087
Уравнение (4)	0,25	1,84	0,19	2,92

для расчета  $\lambda^{sat}$  ГФО. Но эти модели уступают по точности зависимостям Yang и др. [1], (1), (3) и [7].

Из таблицы также следует, что нелинейные модели (1), (3), (4), [1] и [7] с меньшей неопределенностью передают  $\lambda^{sat}$  ГФО, чем линейные модели [3], [4], [5], [6]. Связано это с тем, что опытные данные о  $\lambda^{sat}$  ГФО имеют слабовыраженную нелинейную зависимость от температуры в регулярной части термодинамической поверхности.

Для ГФО отсутствуют данные о  $\lambda^{sat}$  в области критических состояний. Поэтому мы включили в опорную базу данных опытную точку М ( $\lambda^{sat} = 0,243$  Вт/(м·К),  $T = 369,12$  К) пропана, которая относится к асимптотической окрестности критической точки [9]. Относительные отклонения,  $\delta\lambda^{sat}$ , от точки М в случае зависимости (3) составили  $\delta\lambda^{sat} = 12\%$ , а в случае моделей [1]–[7] и (4) более 70%.

Отсутствие данных о  $\lambda^{sat}$  хладагентов R1234уе(Е), R1132(Е), не позволяет непосредственно использовать модели [1] и (3). Поэтому в случае R1132(Е) мы рассчитали  $\lambda^{sat}$  по модели (4) (с этой целью воспользовались данными о  $p_s - T$  [10] и уравнением (5)). Затем вычислили  $\lambda_{09}$  и  $\lambda_{tr}$ , и рассчитали  $\lambda^{sat}$  по моделям (3) и [1]. Отклонения между значениями  $\lambda^{sat}$ , вычисленными по методикам (4) и [1], лежат в пределах 1%. Так как для R1234уе(Е) отсутствуют не только данные о теплопроводности, но и о давлении насыщенного пара, для расчета  $\lambda^{sat}$  мы использовали нелинейную модель [7], для которой не требуется информация об ацентрическом факторе. Поскольку для R1234уе(Е) отсутствуют сведения о  $T_{tr}$ , мы приняли  $T_{tr} = 150$  К, нашли  $\lambda_{09}$  и  $\lambda_{tr} = \lambda_{150}$  по модели [7], и рассчитали  $\lambda^{sat}$  по моделям [1] и (3). Отклонения между значениями  $\lambda^{sat}$ , вычисленными по методикам [7] и [1], лежат в пределах 1,6%. Данную методику прогнозирования  $\lambda^{sat}$  R1234уе(Е) и R1132(Е) мы апробировали на примере моделирования  $\lambda^{sat}$

хладагента R1234уф.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ корреляционных зависимостей, предназначенных для расчета  $\lambda^{sat}$  хладагентов, показал, что наиболее точно работают нелинейные зависимости (1), (3), (4), [7] и [1]. Недостаток моделей (3) и [1], связанный с необходимостью иметь информацию о теплопроводности,  $\lambda_{09}$  и  $\lambda_{tr}$ , исследуемого вещества, можно компенсировать путем предварительных расчетов по моделям (4) или [7]. Модель [7] несколько уступает по точности модели (4), однако не требует знания параметра  $\omega$ , что позволяет использовать эту модель в случае полного отсутствия сведений о теплопроводности и давлении насыщенного пара исследуемых веществ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yang S., Tian J. and Jiang H. Corresponding state principle based correlation for the thermal conductivity of saturated refrigerants liquids from  $T_{tr}$  to  $0.90T_c$  // Fluid Phase Equilib. 2020. V. 509. P. 112459.
2. Rykov S. V., Kudryavtseva I. V., Rykov V. A. and Ustyuzhanin E. E. Description of the liquid-vapor phase equilibrium line of pure substances within the bounds of scale theory based on the Clapeyron equation // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2057. P. 012113.
3. Di Nicola G., Ciarrocchi E., Coccia G. and Pierantozzi M. Correlations of thermal conductivity for liquid refrigerants at atmospheric pressure or near saturation // Int. J. Refrig. 2014. V. 45. P. 168–176.
4. Tomassetti S., Coccia G., Pierantozzi M. and Di Nicola G. Correlations for Liquid Thermal Conductivity of Low GWP Refrigerants in the Reduced Temperature Range 0.4 to 0.9 from Saturation Line to 70 MPa // Int. J. Refrig. 2020. V. 117. P. 358–368.
5. Цветков О.Б., Митропов В.В., Лаптев Ю.А. Теплопроводность жидких гидрофторхлорпроизводных олефинов. Корреляции и априорные оценки // Вестник Международной академии холода. 2021. № 3. С. 75–80.
6. Tsvetkov O.B., Mitropov V.V., Prostorova A.O., Laptev Yu.A. Thermal conductivity prediction of Trans-1-Chloro-3,3,3-Trifluoropropene (R1233zd(E)) // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1683. P. 032021.
7. Кудрявцева И.В., Рыков С.В., Рыкова В.А. Математическое моделирование теплопроводности жидких гидрофторолефинов // Научно-технический вестник Поволжья. 2021. № 12. С. 205–207.
8. Kolobaev V.A., Popov P.V., Kozlov A.D., Rykov S.V., Kudryavtseva I.V., Rykov V.A., Sverdlov A.V. and Ustyuzhanin E.E. Methodology for constructing the equation of state and thermodynamic tables for a new generation refrigerant // Measurement Techniques. 2021. V. 64. P. 109–118.
9. Le Neindre B. Measurements of the thermal conductivity of propane at the approach of the coexistence line // Fluid Phase Equilib. 2017. V. 450. P. 1–12.
10. A Perera U., Sakoda N., Miyazaki T., Thu K. and Higashi Y. Measurements of saturation pressures for the novel refrigerant R1132(E) // Int. J. Refrig. 2021. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jrefrig.2021.12.014>.

## МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТОНКИХ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Композиты широко используются в различных областях: электронные устройства, накопители тепловой энергии, термоэлектрические устройства и т.д. Современные искусственные материалы можно интерпретировать как сложные дисперсные среды, которые содержат включения с различными термическими свойствами и для которых соотношение материал-наполнитель может быть категории: «твердое тело-твердое тело», «твердое тело-жидкость». Одной из характеристик, описывающих физические свойства таких материалов, является коэффициент теплопроводности. Эта характеристика может быть использована для решения задачи разработки искусственных материалов с заданными тепловыми свойствами. Впервые аналитические формулы для вычисления эффективных коэффициентов теплопроводности при различных концентрациях дисперсных включений были представлены в работах Максвелла, Рэлея, Бруггемана, Мередита и др. [1]. За последнее столетие аналитические формулы значительно усложнились и позволили учитывать разную форму включений и их ориентацию. Сравнение различных моделей вычисления коэффициента теплопроводности было представлено в различных работах [1,2]. Глубокий анализ по существующим зависимостям по вычислению коэффициента теплопроводности был предпринят в [1]. Применение некоторых зависимостей возможно к эмульсионным смесям [2]. Особенно в последнее время широко исследуется влияние термического слоя на теплопроводность материалов [3]. Тепловой поток, проходя через границу раздела между компонентами композита, вызывает падение температуры. Такое сопротивление возникает по многим причинам: относительная шероховатость поверхности включений, плохое химическое или механическое сцепление компонентов, их взаимное расположение – все это приводит к скачку температуры на границе раздела «включение-матрица».

В ходе сравнительного анализа было получено, что зависимость Оделевского, используемая в практических расчетах, практически полностью совпадает с формулой, приведенной в [4].

### 2. МОДЕЛЬ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ

В программном комплексе ANSYS Fluent был смоделирован процесс теплопроводности тонкого композитного материала типа: тонкой призматической пластинки с дисковым включением. Далее вычислялось распределение теплового потока по поверхности моделей пластинок. При этом прини-

малось во внимание, что пластинка настолько тонкая, что ее можно рассматривать как элементарный объект. В данном случае ее толщина  $\delta/a=0,002$ , где  $a$  – характерный размер ребра пластинки, а  $\delta$  – ее толщина. Физические условия пластинки принимались равными: коэффициент теплопроводности материала матрицы составлял  $\lambda_1=50$  Вт/(м\*К), коэффициент теплопроводности материала дисперсного включения  $\lambda_2$  варьировался; боковые стенки считались изолированными, а на плоскостях, с которых распространялся тепловой поток, имели место температуры: на верхней – 1000 К, на нижней – 300 К.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 1 представлен один из графиков распределения удельного теплового потока по поверхности пластинки с различными значениями коэффициента теплопроводности и диаметра дискового включения –  $\lambda_2/\lambda_1 = 5$  и  $d/a = 0,4$ .

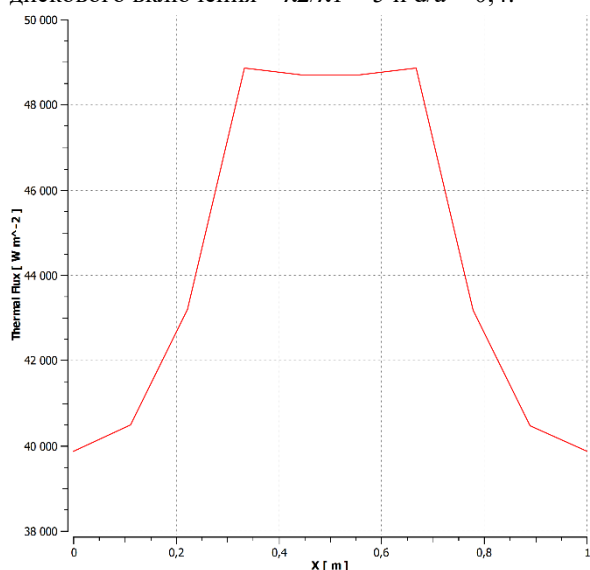


Рис. 1. Распределение удельного теплового потока по поверхности тонкой пластинки с дисковым включением, где  $\lambda_2/\lambda_1 = 5$  и  $d/a = 0,4$

Полученные распределения удельного теплового потока были аппроксимированы и сведены в значение коэффициента теплопроводности для каждого образца. Графики были усреднены, так что для каждой физической модели композита возможно найти своё значение коэффициента теплопроводности. С помощью программного комплекса ANSYS Fluent можно смоделировать процесс теплопроводности. На рис. 2 приведены распределение удельного теплового потока по

поверхности тонкой пластинки с дисковым включением и его линий тока.

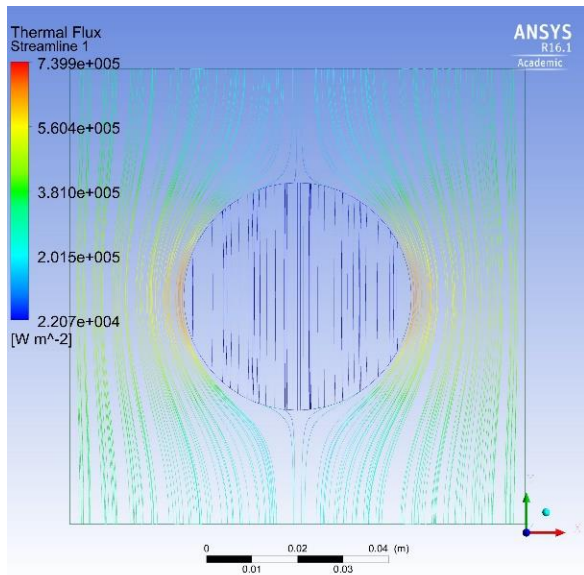


Рис. 2. Распределение линий тока удельного теплового потока по поверхности тонкой пластинки с дисковым включением при  $\lambda_2/\lambda_1 = 5$  и  $d/a = 0,4$

После обработки результатов изменения коэффициента теплопроводности (рис. 3) можно увидеть, что наибольшее совпадение наблюдается при относительно небольшом диаметре и коэффициенте теплопроводности включения. Приводимые зависимости получены по аналитической зависимости и формуле Оделева, рассмотренной в [4]. Формула Максвелла можно применять лишь при небольших значениях  $\lambda_2/\lambda_1$  и  $d/a$ . В общем, ее применение ограничивается лишь узким интервалом применимости.

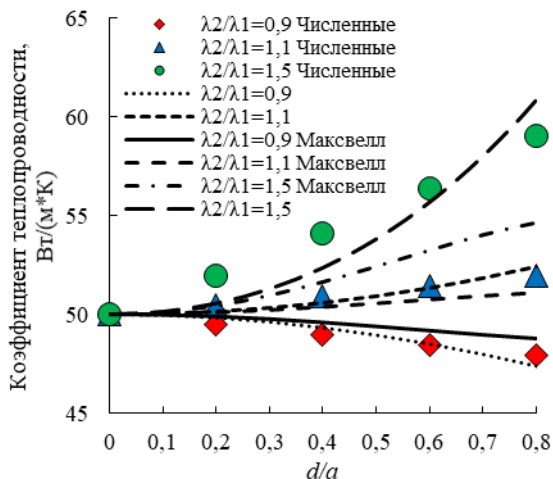


Рис. 3. Численные результаты и графики изменения коэффициента теплопроводности пластины с дисковым включением при различных показателях соотношения  $\lambda_2/\lambda_1$  аналитической зависимости [4] и формулы Максвелла

Приводимые графики получены по аналитической зависимости и формуле Оделева. Формулу Максвелла можно применять лишь при небольших значениях  $\lambda_2/\lambda_1$  и  $d/a$ . В общем, ее применение ограничивается лишь узким интервалом применимости.

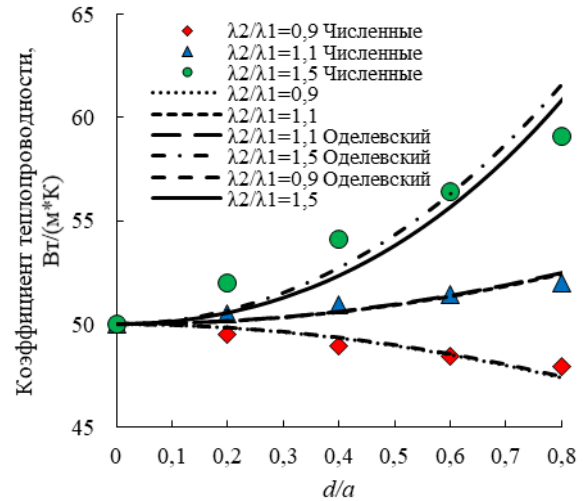


Рис. 4. Численные результаты и графики изменения коэффициента теплопроводности пластины с дисковым включением при различных показателях соотношения  $\lambda_2/\lambda_1$  аналитической зависимости и формулы Оделева

Необходимо отметить, что результаты на рис. 3 по формуле Оделева согласуются с численными результатами при значениях  $\lambda_2/\lambda_1$  в районе единицы; при этом графики формулы Оделева практически сливаются с графиками аналитической зависимости, а наибольшее совпадение наблюдается при  $0,9 < \lambda_2/\lambda_1 < 1,1$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования позволили установить, что формула Оделева применима для расчета коэффициента теплопроводности тонких композитных материалов с дисковым наполнителем. Для пластинки с дисковым включением зависимость применима при всех значениях  $\lambda_2/\lambda_1$  и  $d/a$ . Показано, что аналитическая зависимость, приведенная в [4], полностью совпадает с численными и результатами по формуле Оделева при значениях  $\lambda_2/\lambda_1$  близких к единице. Формулу Максвелла можно применять лишь при небольших значениях  $\lambda_2/\lambda_1$  и  $d/a$ . Это затрудняет ее применение в практических расчетах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Progelhot R.G., Throne L., Ructsch R.R. Methods for Predicting the Thermal Conductivity of Composite Systems: A Review // Polymer Eng. Sci. 1976. V. 16. № 9. P. 615.
2. Meredith R.E., Tobias C.W. Conductivity of Emulsions // J. Electroch. Soc. 1961. V. 103. P. 286.
3. Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н. Двусторонние оценки термического сопротивления неоднородного твердого тела // ТВТ. 2013. Т. 51. № 4. С. 578.
4. Черных А.А., Шмырин А.М. Исследование теплопроводности композитных материалов с шаровидным наполнителем // Вычислительная механика сплошных сред. 2020. Т. 13. № 1. С. 34-43.

*И.А. Попов<sup>1</sup>, Д.Ю. Константинов<sup>1</sup>, А.Д. Чорный<sup>2</sup>, Ю.В. Жукова<sup>2</sup>, А.А.Кузин<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет им.А.Н.Туполева- КАИ,  
420111, Казань, ул. К.Маркса, 10

<sup>2</sup> Институт тепло- и массообмена имени А.В.Лыкова НАН Беларуси,  
220072, Минск, ул. П.Бровки, 15

## **ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ УГЛЕПЛАСТИКОВЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время в авиационной технике востребованы конструкции из полимерных композитных материалов (ПКМ), которые способны функционировать без изменения геометрических размеров, вызванных термической деформацией, в интервале температур от минус 50°C до плюс 90°C [1-3,11]. Наиболее часто используют особо прочные углеволоконный армированный полимер или термопластик, армированный углеродным волокном. В качестве связующего полимера часто используется термореактивная смола, например, эпоксидная смола, но иногда применяют и другие термореактивные или термопластичные полимеры, например, полиэфир или нейлон. Композит может содержать другие волокна, такие как арамид (например, кевлар), полиэтилен или стекловолокно.

В настоящее время уровень применения ПКМ определяется развитием аэрокосмической промышленности [4–11]. На смену технологии изготовления конструкционных ПКМ методам препрегово-автоклавного и горячего прессования препрегов появились безавтоклавные процессы пропитки, позволяющие создавать разнообразные материалы, используемые в широком температурном диапазоне и при различных климатических условиях [12, 15]. Внедрение новых технологий позволяет снизить энергоемкость производства и, соответственно, стоимость, из-за отказа от использования дорогостоящих автоклавов, оснастки и технологических материалов. Одним из перспективных методов изготовления ПКМ является использование объемно-армирующих плетеных преформ. Он позволяет обеспечить изготовление низкопористых материалов с устойчивостью к деформационным разнонаправленным нагрузкам, снижение массы при сохранении высоких эксплуатационных свойств [16], сокращение трудоемкости технологических процессов. Использование армирующих плетеных преформ с высокой подвижностью нитей и способностью оплести криволинейные поверхности позволяет решать задачу изготовления изделий сложной формы достаточно просто, обеспечивая при этом возможность автоматизации процесса [17].

Термическое состояние ПКМ оценивается на основе информации о коэффициентах теплопроводности и теплоемкости. Кроме этого, определение коэффициентов теплопроводности и теплоемкости ПКМ позволяет рассчитывать технологический процесс их создания.

### **2. ПРЕДМЕТ, ОБЪЕКТ И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ**

Для исследования коэффициентов теплопроводности и теплоемкости разнообразных материалов и их возможных конфигураций применяются различные методы. Для анализа волоконных изоляций, вакуумных изоляционных панелей, низкотеплопроводных ПКМ обычно применяют приборы для измерения теплового потока и приборы с горячей охранной зоной. Полученная информация о коэффициентах теплопроводности и теплоемкости позволяет точно и надежно проектировать системы теплоизоляции энергоустановок и зданий, инженерных систем, а также оценивать термическое состояние низкотеплопроводных материалов, используемых в качестве конструктивных материалов для корпусов транспортных систем и энергоустановок.

Для создания образцов использовались преформы, полученные методом направленной укладки волокна (TFP) и радиального плетения (Radial Braiding – RB) [16]. Применялось углеродное волокно Tenax®-E HTA40 3K и UMT-49, для тканых преформ – ткань РУСАР-С600.

Предмет исследования – коэффициенты теплопроводности и теплоемкости композиционного материала.

Объект исследования – полимерные композитные материалы.

Цель исследования – определение зависимости коэффициентов теплопроводности и теплоемкости полимерных композитных материалов от температуры.

Метод исследования – экспериментальное исследование зависимости коэффициентов теплопроводности и теплоемкости углепластика с использованием измерителя стационарного теплового потока HFM 446 Lambda Medium производства фирмы NETZSCH. Этот прибор применяется для измерения материалов с низкими значениями теплопроводности. Калибруемый прибор HFM 446 Lambda работает в соответствии с методом, изложенным в ASTM C 518, ISO 8301, JIS A1412, DIN EN 12664, DIN EN 12667 и ГОСТ 7076-99. Образец располагается между горячей и холодной пластинами, и тепловой поток, создаваемый заданной разницей температур, измеряется с помощью сенсора теплового потока.

Калибровка прибора производится с помощью сертифицированного эталонного стандарта NIST

или ГСО с известной теплопроводностью, что позволяет установить соответствие между сигналом датчиков и тепловым потоком, проходящим через образец. Расчет коэффициента теплопроводности осуществляется при достижении заданных пользователем критериев равновесия. Для калибровки использовался образец из минеральной ваты IRMM-440A.

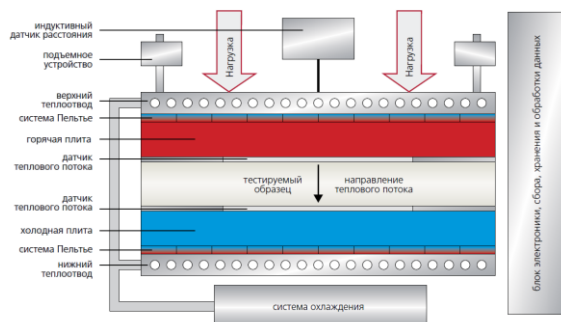


Рис.1. Схема измерителя стационарного теплового потока HFM 446 Lambda Medium

Испытуемый образец помещают в прибор между двумя нагреваемыми пластинами (рис.1). Средняя температура и перепад температур между пластинами задаются пользователем. Температура пластин контролируется двунаправленными системами нагрева / охлаждения Пельтье, с использованием встроенной жидкостной циркуляции с помощью встроенной системы охлаждения сжатым воздухом. Данные постоянно получаются, обрабатываются и хранятся интегрированной электроникой, и после завершения теста все результаты выводятся на печать. Использование двух датчиков повышает скорость измерений (до 30 минут на образец), что важно для контроля качества.

Вследствие того, что коэффициенты теплопроводности ПКМ достаточно велики – 0,2-1,5 Вт/(м·К), при исследованиях использовались дополнительные внешние термопары и резиновые прижимные прокладки (рис.2), обеспечивающий хороший контакт образца с нагреваемыми/охлаждаемыми пластинами.

Так как углепластик представляет ПКМ, состоящий из основы – углеволокна и тканевой основы, связующего – полипропилена, эпоксидной смолы или других материалов, и пор, то определяемый коэффициент теплопроводности является эффективным, учитывающим коэффициенты теплопроводности твердых фаз – углеволокна и эпоксидной смолы или полистирола, воздуха в порах, радиационный перенос в порах, а также взаимное влияние веществ друг на друга. Измеритель стационарного теплового потока HFM 446 Lambda Medium реализует метод определения коэффициента, согласно ASTM C 518, ISO 8301, JIS A1412, DIN EN 12664, DIN EN 12667 и ГОСТ 7076-99, по зависимости:

$$\lambda = NV \frac{1}{F} \frac{\delta}{T_{гор} - T_{хол}}$$

где  $N$  – калибровочный коэффициент,  $V$  –

напряжение, подаваемое на нагреватель пластины,  $F$  – площадь поверхности образца,  $\delta$  – толщина образца,  $T_{гор}$ ,  $T_{хол}$  – температуры на поверхности образца со стороны «горячей» и «холодной» пластин. Коэффициент  $N$  определяется в ходе периодически проводимых, предварительных калибровочных испытаний тестовых образцов (минеральной ваты IRMM-440A).

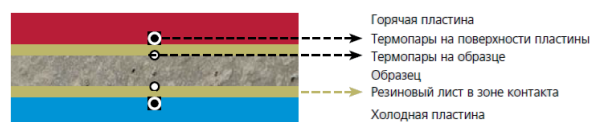


Рис. 2 - Схема установки материала в измерителе стационарного теплового потока HFM 446 Lambda Medium

В ходе работы исследовались свойства 4 образцов ПКМ (табл.1 и рис.3).

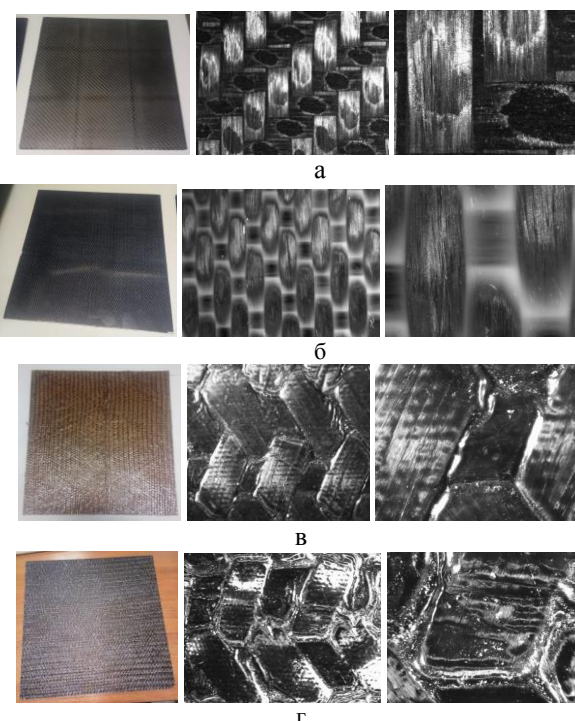


Рис. 2.- Образцы ПКМ: а – образец №1, б – образец №2, в – образец №3, г – образец №4

В ходе подготовки экспериментальных исследований проведены тестовые исследования образцов с заданными теплофизическими свойствами – минеральной ваты IRMM-440A, пенополистирола EPS и боросиликатного стекла. Все тестовые образцы имеют сертификаты Объединенного исследовательского центра Европейской Комиссии и компании NETZSCH.

Результаты сравнения тестовых опытов с данными сертификатов показали, что отклонение экспериментальных данных по теплопроводности для минеральной ваты IRMM-440A не превышает 2%, для пенополистирола EPS – 2,5%, и для боросиликатного стекла – 7%.

Таблица 1. Параметры исследованных образцов ПКМ

	Образец №1	Образец №2	Образец №3	Образец №4
Марка материала	Углепластиковый термопласт - ПКМ ПЭЭК	Углепластиковый термопласт - ПКМ TENAX-E TPCL РЕЕК-4-40-НТА40 E13 3K DT-5HS-285/04AB	Волокнистый реактопласт – Аранит РУСАР С600/Т-26	Углепластиковый реактопласт - ПКМ UMT-49/ Т-26
Изготовитель	Центр композитных материалов КНИТУ-КАИ	Toho Tenax Co., Ltd	Центр композитных материалов КНИТУ-КАИ	Центр композитных материалов КНИТУ-КАИ
Страна	Россия	Япония	Россия	Россия
Материал	Волокно - углеткань Связующее - полистирол	Волокно – Tenax®-E НТА40 3К Связующее –РЕЕК-4-40-НТА40	Волокно - РУСАР-С600 Связующее – эпоксидная смола Т-26	Волокно – UMT-49 Связующее – эпоксидная смола Т-26
Толщина образца	5,65 мм	1,2 мм	5,00 мм	4,7 мм
Ширина х длина образца	300 х 305 мм	300 х 300 мм	300 х 300 мм	300 х 300 мм
Плотность образца	1240 кг/м <sup>3</sup>	1520 кг/м <sup>3</sup>	1300 кг/м <sup>3</sup>	1550 кг/м <sup>3</sup>

В ходе эксперимента устанавливался перепад температур между нагреваемыми/охлаждаемыми пластинами 20°C. Измерения коэффициентов теплопроводности производились при выходе установки на стационарный режим – постоянный тепловой поток. Полученные в ходе измерений коэффициенты теплопроводности соответствуют средней температуре образца.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Результаты измерений коэффициента теплопроводности образцов ПКМ №1-4 представлены на рис.4-7.

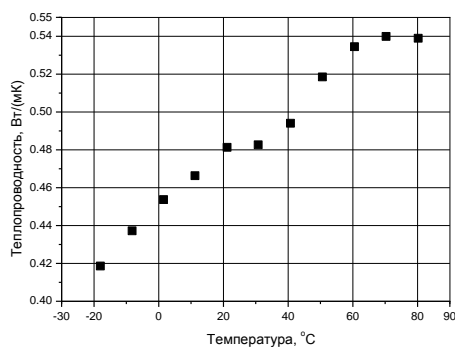


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплопроводности образца №1 от температуры

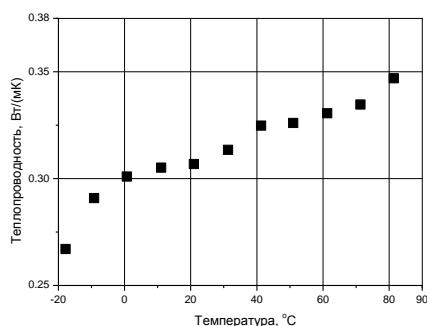


Рис. 5. Зависимость коэффициента теплопроводности образца №2 от температуры

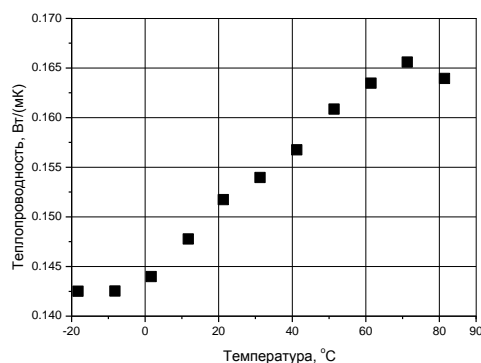


Рис.6. Зависимость коэффициента теплопроводности образца №3 от температуры

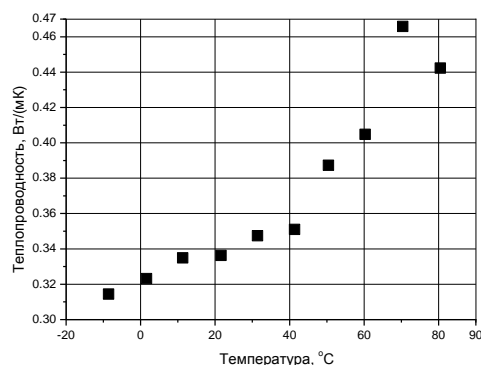


Рис.7. Зависимость коэффициента теплопроводности образца №4 от температуры

Установлено, что для всех исследованных образцов в исследованном диапазоне температур наблюдается рост коэффициентов теплопроводности с ростом температуры образцов. Диапазон изменения коэффициентов теплопроводности всех образцов в зависимости от состава и структуры формирования находится в диапазоне 0,141-0,54 Вт/(м·К).

Полученные результаты хорошо согласуются с результатами исследований коэффициентов теплопроводности углепластиковых ПКМ [4-6].

В ходе исследования изучена кинетика процесса отверждения связующего T26 с применением дифференциально сканирующего калориметра DSC 204F1 Phoenix, выявлены зависимости теплоемкости РЕЕК от температуры с применением дифференциально сканирующего калориметра DSC 204F1 Phoenix и теплоемкости всех исследованных ПКМ от температуры с использованием HFM 446 Lambda Medium, проведена оценка времени гелеобразования и теплостойкости отвержденного углепластика на динамическом механическом анализаторе DMA Q800, установлены реологические характеристики связующего T26 с применением динамического ротационного реометра модели RheoStress 6000.

В результате анализа физико-химических и теплофизических параметров материалов получены входные данные для моделирования процесса пропитки и отверждения изделия.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе проведения исследований с использованием измерителя стационарного теплового потока HFM 446 Lambda Medium получены зависимости коэффициента теплопроводности и удельной теплоемкости ПКМ от температуры. Полученные результаты могут быть использованы для расчета и проектирования систем и установок с использованием ПКМ как конструкционного материала, а также для расчета параметров технологического процесса производства данных ПКМ. На основе полученных данных может быть сформирована база данных по коэффициентам теплопроводности и удельной теплоемкости, расширена имеющаяся база данных NASA [8]. Результаты также позволяют проводить верификацию численных моделей теплопроводности исследованного материала с учетом его структуры.

Работа выполнена в рамках соглашения с Министерством науки и образования РФ № 075-03-2020-051/3 (№ гос.рег.НИОКТР АААА-А20-120102190039-6).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Николаева Е.А., Тимофеев А.Н., Михайловский К.В. Высокотеплопроводный углепластик на основе углеродного волокна из пека и дисперсно-наполненной матрицы ЭНФБ // Информационно-технологический вестник, №2 (16), 2018, с.130-137.
2. Silva C., Marotta E., Schuller M., Peel L., O'Neil M.J. In-plane thermal conductivity in thin carbon fiber composites // Thermophys. and Heat Transfer. 2007. 21. № 3. P. 460-467.
3. Yutaka A. Pitch-based carbon fiber with low modulus and high heat conduction // Nippon Steel Techn. Rept. 2001. № 84. P. 22-28
4. Каблов Е.Н., Гуняев Г.М., Ильченко С.И., Кривонос В.В., Румянцев А.Ф., Кавун Т.Н., Комарова О.А., Пономарев А.Н., Деев И.С., Алексахин В.М.

- Конструкционные углепластики с повышенной проводимостью // Авиационные материалы и технологии. №2. 2004. С.26-36.
5. Михайловский К.В., Просунцов П.В., Резник С.В. Разработка высокотеплопроводных полимерных композиционных материалов для космических конструкций // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. "Машиностроение". 2012. С.98-106.
  6. Барботько С. Л., Вольный О. С., Мараховский П. С. Исследование влияния схемы армирования на характеристики горючести углепластика // Труды ВИАМ. №10. 2019.
  7. Mondal S., Khastgir D. Thermal Conductivity of Polymer-Carbon Composites. In book: Carbon-Containing Polymer Composites. Springer. 2019. pp.369-396.
  8. Ohlhorst C.W., Vaughn W.L., Ransone Ph.O., Tsou H.-T. Thermal Conductivity Database of Various Structural Carbon-Carbon Composite Materials. NASA Technical Memorandum 4787. Langley Research Center, Hampton, Virginia. November 1997. 96 p.
  9. Каблов Е.Н. Инновационные разработки ФГУП «ВИАМ» ГНЦ РФ по реализации «Стратегических направлений развития материалов и технологий их переработки на период до 2030 года» // Авиационные материалы и технологии. 2015. №1 (34). С. 3–33.
  10. Каблов Е.Н. Композиты: сегодня и завтра // Металлы Евразии. 2015. №1. С. 36–39.
  11. Борщев А.В., Гусев Ю.А. Полимерные композиционные материалы в автомобильной промышленности // Авиационные материалы и технологии. 2014. №S2. С. 34–38.
  12. Раскутин А.Е. Российские полимерные композиционные материалы нового поколения, их освоение и внедрение в перспективных разрабатываемых конструкциях // Авиационные материалы и технологии. 2017. №S. С. 349–367.
  13. Каблов Е.Н., Старцев В.О., Иноземцев А.А. Влагонасыщение конструктивно-подобных элементов из полимерных композиционных материалов в открытых климатических условиях с наложением термочиклов // Авиационные материалы и технологии. 2017. №2. С. 56–68..
  14. Донецкий К.И., Караваев Р.Ю., Раскутин А.Е., Дун В.А. Углепластик на основе объемно-армирующей триаксиальной плетеной преформы // Труды ВИАМ №1 (73) 2019 . с.55-63
  15. Донецкий К.И., Хрульков А.В., Коган Д.И., Белинис П.Г., Лукьяненко Ю.В. Применение объемно-армирующих преформ при изготовлении изделий из ПКМ // Авиационные материалы и технологии. 2013. №1. С. 35–39.
  16. Константинов Д.Ю., Петрушенко Р.Ю., Беззаметнова Д.М., Яшин И.И. Влияние способа изготовления преформ на механические характеристики углепластика // Изв. вузов. Авиационная техника. 2021. № 1. С.104-108
  17. Гуняева А.Г., Сидорина А.И., Курносоев А.О., Клименко О.Н. Полимерные композиционные материалы нового поколения на основе связующего вс-1212 и наполнителей, альтернативных наполнителям фирм Porcher Ind. и Toho Tenax // Авиационные материалы и технологии, №3 (52), 2018. С.18-26.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА РЕГУЛЯРНОГО РЕЖИМА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ЖИДКОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема повышения интенсивности теплообмена является актуальной и важной задачей. Особый интерес представляют методы повышения коэффициента теплоотдачи в системах охлаждения энергетического оборудования. Последние два десятилетия перспективным направлением исследований в этой области является изучение теплообмена с применением наножидкостей. К настоящему времени отечественными и зарубежными авторами выполнен достаточно большой объем исследований. Научный поиск ведется в нескольких направлениях: выбор теплопроводного материала и базовой жидкости, исследование влияния концентрации наночастиц и их размера на интенсивность теплообмена. Для повышения теплопроводности наножидкости в качестве теплопроводного материала используют как чистые металлы (Au, Cu, Fe), их оксиды (CuO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, TiO<sub>2</sub>), так графит (углеродные нанотрубки, нанографен) (наноуглеродные нанотрубки, нанографен). В качестве базовой жидкости используют в основном дистиллированную воду, минеральное масло или этиленгликоль. Практически все авторы отмечают увеличение теплопроводности наножидкости в среднем до 40% по сравнению с базовой жидкостью при концентрации наночастиц в экспериментах до 3%. С другой стороны, значения теплопроводности конкретной наножидкости заметно отличаются у различных исследователей [1].

Очевидно, что для расчета теплообменных процессов с применением наножидкости необходимо знать теплофизические свойства наножидкости: теплопроводность, вязкость, плотность.

В данной работе приведены результаты апробации метода регулярного режима для измерения температуропроводности и теплопроводности наножидкости.

### 2. ОБЗОР МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НАНОЖИДКОСТИ

Наибольшую сложность при определении теплопроводности наножидкости представляет тот факт, что в процессе переноса теплоты присутствуют, как кондуктивная, так конвективная его составляющие.

Также на перенос теплоты в наножидкости влияет и термодиффузия, т.е. перемещение частиц под

действием градиента температуры. Это явление также называется термофорезом или эффектом Соре. Поэтому в большинстве методов определения теплопроводности жидкости используется кратковременный нагрев рабочего элемента (до 1 с) на сравнительно незначительную величину (не более 10 К). при таком нагреве влиянием конвекции и термодиффузии можно пренебречь.

В большинстве исследований для экспериментального определения теплопроводности используется метод нагреваемой проволоочки. Сущность метода заключается в линейной зависимости роста температуры нити от логарифма времени нагрева. К проволоке диаметром 25 мкм, изготовленной из платины либо тантала, в течение которого времени от 20 мс до 1 с подводится постоянный электрический ток. Проволока нагревается на 4 – 10 К. Коэффициент теплопроводности определяется по наклону линии изменения температуры проволоочки в процессе ее нагрева и линейной плотности теплового потока. Метод имеет недостатки, обусловленные прежде всего физико-химическими свойствами материала самой проволоочки, а именно чистотой поверхности проволоочки, стойкостью к химическому взаимодействию с базовой жидкостью. Это приводит к скоплению наночастиц на поверхности проволоки, что неконтролируемо изменяет, как тепловые, так и электрические характеристики в области контакта между наножидкостью и поверхностью греющей проволоочки.

В некоторых исследованиях используется 3 $\omega$ -проводной метод: металлический нагреватель, погруженный в жидкость, периодически нагревается, и измеряются результирующие колебания температуры. Теплопроводность и температуропроводность образца определяют по их частотной зависимости, т.е. по наклону 2 $\omega$  изменения температуры металлической проволоки по отношению к частоте  $\omega$ . 3 $\omega$ -проводной метод имеет несколько преимуществ перед традиционным методом нагреваемой нити: 1) температурные колебания могут быть достаточно маленькими (ниже 1К) в исследуемой жидкости, чтобы сохранить постоянные свойства жидкости; 2) фоновые шумы, такие как изменение температуры, имеют гораздо меньшее влияние на результаты измерений. Точность при определении теплопроводности указанным методом в большой степени зависит от определения сопротивления моста Уинстона, применяемого в экспериментальной установке. Недостатком 3 $\omega$  метода является то,



что твердая поверхность нагревателя обычно имеет тепловую инерционность гораздо больше, чем у жидкости. Поэтому теплота, выделяемая в металлическом нагревателе, будет делиться между твердой подложкой и жидкостью в зависимости от соотношения их тепловых инерционностей. Можно предположить, что большая часть тепла будет поступать в подложку, а не в жидкость.

Последнее время для определения температуропроводности наножидкости используют метод регулярного режима [2]. Суть метода заключается в следующем: жидкость заливается в цилиндрический калориметр радиусом  $R$  и высотой  $Z$ , на оси которого установлена термопара. Калориметр опускается в греющую среду. В процессе нагрева устанавливается зависимость температуры жидкости от времени. На стадии регулярного режима нагрева определяется темп нагрева  $\frac{m_{ж}}{t_{ж}}$ , а затем, по второй теореме Кондратьева – температуропроводность жидкости:

$$a = Km_{\infty}$$

где  $K$  – коэффициент формы калориметра.

Использование в качестве греющей жидкости воды позволяет провести эксперимент при условии  $Bi \rightarrow \infty$ .

Для определения теплопроводности необходимо знание удельной теплоемкости и плотности жидкости

$$\lambda = a \cdot c_p \cdot \rho$$

Для определения коэффициента теплопроводности наножидкости можно также воспользоваться методом двух точек [3]. В этом случае в цилиндрическом калориметре устанавливаются две термопары: на оси калориметра и на некотором расстоянии от оси. Его достоинством является то, что нет необходимости оценивать и добиваться в эксперименте больших значений коэффициента теплоотдачи, как в методе одной точки. При кажущейся простоте метода вопрос о месте расположения второй термопары остается актуальным.

Пробные эксперименты были проведены с обессоленной водой. Воду заливали в калориметры. Использовались два цилиндрических калориметра: первый изготовлен из тонкой меди диаметром 0,04 м и высотой 0,06 м, второй диаметром 0,1 м и высотой 0,08 м, изготовлен из тонкого алюминия. Каждый калориметр оснащен двумя хромель-копелевыми термопарами. Вторая термопара расположена на расстоянии 0,7 радиуса калориметра. Эксперименты проводились в термостате в водяной и воздушной бане при нагреве воды в термостате до 42 °С. Точность температурных измерений составляет 0,1 градуса.

Результаты экспериментов показывают, что при охлаждении калориметра в воде наблюдается практически полное совпадение показаний двух термопар. В то же время в воздушной бане разница показаний термопар составляла уже порядка 1°С. Погрешность эксперимента не превышает 15%. Полученные значения температуропроводности обессо-

ленной воды хорошо согласуются с табличными данными.

Результаты эксперимента охлаждения калориметра в воздушной бане свидетельствуют о принципиальной возможности применения метода регулярного режима (метод двух точек) для исследования эффективного коэффициента теплопроводности жидкости.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование метода регулярного режима для изменения теплофизических свойств наножидкости является перспективным. Он прост в реализации и не требует дорогостоящего оборудования. Однако применение этого хорошо известного метода требует детальной проработки методики проведения эксперимента: выбор размеров калориметра и определение температуры отнесения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Y. V. Shatskikh, A. V. Kostanovsky.** Characteristic Features of Nanofluids Application in Power Engineering / Journal of Physics: Conference Series. 3rd Conference "Problems of Thermal Physics and Power Engineering" - Plasma Physics and Plasma Technologies" 2020 J. Phys.: Conf. Ser. 1683 032028.
2. **М.М. Сафаров, С.Х. Мирзоев и др.** Влияние углеродных нанотрубок на поведения теплопроводности температуропроводности жидкого диэтилового эфира / Вестник Технологического университета. 2017. Т. 20. № 7. С. 13-24.
3. **А.В. Костановский** Регулярный тепловой режим и его приложение для измерения тепловых свойств твердых тел. Нестационарная теплопроводность. – М.: Издательский дом МЭИ, 2006. – 32 с. - ISBN 5-3072-66-6.

## СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ ЗАРАНЕЕ ЗАДАННЫХ ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ НОВЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Современные промышленные технологии неразрывно связаны с применением композиционных материалов нового поколения с заранее заданными свойствами, в т.ч. – тепловыми свойствами (теплопроводностью, удельной теплоемкостью, плотностью и др.). В этой связи на первый план выходят научные исследования, включающие в себя разработку и совершенствование методов моделирования процессов теплопереноса в таких материалах, а также новых методов измерения их тепловых свойств.

В докладе выполнен обзор имеющихся методов моделирования с точки зрения их применимости для решения поставленных задач, даны анализ и прогноз эффективности предсказания тепловых свойств композитов тем или иным методом. Вместе с этим представлены разработанные авторами доклада оригинальные новые методы измерения тепловых свойств композитов (теплопроводности и удельной теплоемкости), среди которых, что важно, присутствуют абсолютные методы.

### 2. КОМПОЗИТЫ С ЗАРАНЕЕ ЗАДАННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

Для моделирования и измерения теплопроводности авторами предложена целая группа запатентованных методов [1,2,3,4], большинство из которых построено по принципу создания упорядоченной структуры из двух исследуемых материалов, эффективная теплопроводность которой строго описывается с позиций электротепловой аналогии.

Наиболее перспективным представляется абсолютный метод дифференциально-сканирующей кондуктометрии разнородных твердых материалов [4]. Согласно данному методу формируют измерительную ячейку из трех образцов 1,2,3, тепловая схема измерений которой представлена на рис.1. Внутри образованной системы тел размещают равномерно распределенный по плоскости поперечного сечения образцов внутренний сток теплоты 4, а на ее двух противоположных наружных плоскостях размещают однонаправленные и равномерно распределенные по плоскости поперечного сечения образцов внешние источники теплоты 5,6. Задают мощность внутреннего стока  $P_4$  и стабилизируют ее

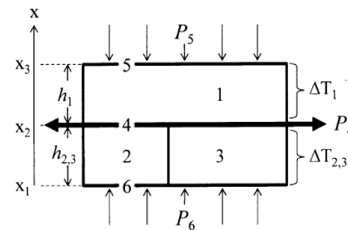


Рис. 1. Тепловая схема измерений теплопроводности.

во времени, регулируют мощности внешних источников теплоты  $P_5$  и  $P_6$  до достижения равенства стационарных перепадов температуры на образцах  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_{2,3}$ , находящихся

по разные стороны внутреннего стока теплоты. Измеряют достигнутые мощности и стационарные равные перепады температуры, затем уравнивают мощности внешних источников  $P_5$  и  $P_6$  и измеряют достигнутые стационарные перепады температуры на образцах  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_{2,3}$ . После чего по измеренным данным расчетным путем находят искомые значения теплопроводности, при этом используют полученную авторами специальную систему уравнений.

Другой представленный метод – метод совокупного измерения теплопроводности разнородных твердых материалов [3], в котором используют специальную цилиндрическую матрицу заданного профиля и объема с равномерно распределенными в ней одинаковыми сквозными отверстиями, где поочередно размещают образцы из исследуемых материалов. В плоскости одной из наружных поверхностей матрицы создают входящий в нее тепловой поток, а в противоположной плоскости матрицы создают выходящий из нее тепловой поток. Для образцов каждого материала измеряют установившиеся перепады температуры на матрице и соответствующие им мощности входящих тепловых потоков, по которым расчетным путем находят искомые теплопроводности. Для расчетов используют специальные уравнения, полученные авторами. Оцениваемая относительная неопределенность метода не превышает  $2,5 \cdot 10^{-4}$ . Уникальность предложенного метода заключается в том, что он позволяет измерять априори неизвестные теплопроводности сразу двух образцов, и при этом не требуется наличие эталонного образца сравнения. Кроме того, благодаря конструкции измерительной ячейки метод и реализующее его устройство обеспечивают возможность унификации измерений теплофизических величин, в частности удельной теплоемкости и

температурного коэффициента линейного расширения, что, например, позволяет едино использовать стандартные образцы, применяемые в эталонах единиц указанных величин.

Наряду с методами измерения рассмотрен метод создания двухкомпонентного композита с заданной теплопроводностью [5], который заключается в том, что в заданной пропорции равномерно смешивают два компонента 1 и 2, представленные в виде порошков с заранее известными теплопроводностями, различающимися на заданную величину, спрессовывают порошки в заданную форму, измеряют теплопроводность полученного композита и присваивают ему измеренное значение теплопроводности, при этом пропорцию смешиваемых веществ предварительно рассчитывают исходя из задаваемого значения теплопроводности, для чего создаваемый двухкомпонентный композит структурно представляют в виде совокупности элементарных ячеек, каждая

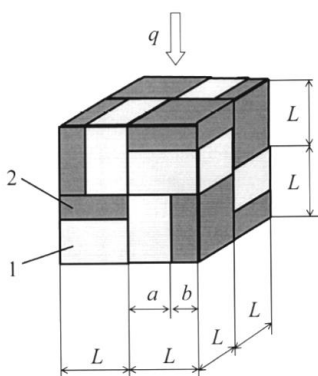


Рис. 2. Структурная модель композита.

из которых представляет собой куб, в свою очередь состоящий из 8 одинаковых кубиков единичной длины (рис.2), каждый из которых образован параллельно расположенными слоями, моделируемыми смешиваемыми порошками, при этом принимают, что эффективная теплопроводность каждой такой элементарной ячейки равна теплопроводности создаваемого двухкомпонентного композита, выполняют расчет эффективной теплопроводности элементарной ячейки, находят искомую пропорцию, соответствующую заданному значению теплопроводности создаваемого двухкомпонентного композита, при этом для расчетов используют специальные соотношения.

Предложенный метод позволяет создавать двухкомпонентные композиты с заданной теплопроводностью, непрерывно изменяемой в широком диапазоне от нескольких единиц до нескольких сотен, при этом может использоваться практически неограниченная номенклатура веществ, причем, ис-

пользование веществ, обладающих высокой температурой плавления, позволяет создавать композиты с высокой предельной рабочей температурой, вплоть до 2500 °С.

### 3. КОМПОЗИТЫ С ЗАРАНЕЕ ЗАДАННОЙ УДЕЛЬНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТЬЮ

Предложено два инновационных метода измерения удельной теплоемкости твердых тел. Наиболее интересным представляется метод [6], в котором используют два измеряемых блока, каждый из которых состоит из контейнера и равномерно размещенных в нем образцов заданного количества, причем в качестве образцов в одном из блоков используют мерные образцы с известной удельной теплоемкостью, а в качестве образцов в другого блока используют исследуемые образцы, удельную теплоемкость материала которых требуется измерить, причем материалы мерных образцов и контейнеров идентичны, а их удельная теплоемкость заранее известна с заданной точностью. Согласно предложенному методу задают в каждом блоке разные комбинации соотношения объема образцов к объему контейнера. Каждый блок в заданной комбинации нагревают с помощью внутреннего источника теплоты с всегда одинаковой заданной постоянной мощностью, в результате чего получают кривую нагрева блока, которую нормируют относительно соответствующего достигнутого стационарного перегрева и находят отрицательный натуральный логарифм нормированного перегрева и ставят его в соответствие отношению объема помещенных в контейнер образцов к объему контейнера (рис.2) и затем расчетным путем находят искомую удельную теплоемкость.

Также представлен метод создания композитной меры удельной теплоемкости [7], которую образуют в виде механической смеси из двух порошкообразных компонентов. Для заданных значений температуры и удельной теплоемкости композита расчетным путем находят необходимую массовую пропорцию смеси компонентов. Разработанный метод позволяет с помощью выбранных компонентов создавать композит с любой удельной теплоемкостью в динамическом диапазоне  $c=150-2500$  Дж/(кг·К).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пат. 2755330 РФ. Способ измерения теплопроводности / **В.П. Ходунков**. - опубл. 15.09.2021, Бюл. № 26.
2. Пат. 2755090 РФ. Абсолютный способ дифференциально-сканирующей тепловой кондуктометрии / **В.П. Ходунков, Ю.П. Заричняк** - опубл. 15.09.2021, Бюл. № 26.
3. Пат. 2752398 РФ. Способ совокупного измерения теплопроводности разнородных твердых материалов и устройство для его осуществления / **В.П. Ходунков**. - опубл. 27.07.2021, Бюл. № 21.
4. Пат. 2749642 РФ. Абсолютный способ дифференциально-сканирующей кондуктометрии разнородных твердых материалов / **В.П. Ходунков**. - опубл. 16.06.2021, Бюл. № 17.
5. Пат. 2748669 РФ. Способ создания двухкомпонентного композита с заданной теплопроводностью / **В.П. Ходунков**. - опубл. 28.05.2021, Бюл. № 16.
6. Пат. 2716472 РФ. Способ измерения удельной теплоемкости материалов / **Т.А. Компан, Ю.П. Заричняк, В.П. Ходунков** и др. - опубл. 11.03.2020, Бюл. № 8.
7. Пат. 2716468 РФ. Способ создания меры удельной теплоемкости с заранее заданным значением / **Т.А. Компан, Ю.П. Заричняк, В.П. Ходунков, В.И. Кулагин**. - опубл. 11.03.2020, Бюл. № 8.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАМОРАЖИВАНИЯ ФАНТОМА БИОТКАНИ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ДВУХ АРГОНОВЫХ КРИОЗОНДОВ И ИСТОЧНИКА ТЕПЛОТЫ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Аргоновые микродроссельные криозонды применяются в качестве криохирургических инструментов для лечения различных патологий [1]. С точки зрения теплообмена при низкотемпературном воздействии сначала происходит охлаждение биоткани до криоскопической температуры, далее фазовый переход, после завершения которого продолжается процесс понижения температуры. Одним из основных индикаторов положительного результата является достигаемая отрицательная температура в объеме целевой области. На практике для ряда актуальных случаев применяется несколько криозондов и возникает вопрос их расстановки. Сегодня врач полагается на свой опыт и данные от производителя. Они представляют собой изображение типового расположения изотерм 0 °С, минус 20 °С и минус 40 °С, полученные на фантоме биоткани при комнатной начальной температуре после цикла замораживание-оттаивание-замораживание (10 мин – 5 мин – 10 мин). Это носит упрощенный характер и существует вероятность недостижения нужной температуры в целевой области и поражения здоровой окружающей биоткани. Вышесказанное показывает важность планирования и повышения точности низкотемпературного воздействия в части теплообмена. В данной работе проведено экспериментальное исследование замораживания фантома биоткани при использовании двух аргоновых криозондов и источника теплоты. Это типовое сочетание для криохирургической операции по абляции предстательной железы. Показаны возможная ошибка при использовании стандартного подхода и потенциальное повышение точности планирования.

### 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

#### 2.1. Экспериментальный стенд

Ранее был разработан специализированный экспериментальный стенд и были проведены пилотные испытания с использованием одного аргонного криозонда [2]. Стенд включает 5 основных частей. Система низкотемпературного воздействия состоит из установки Galil SeedNet, баллона с аргонном высокого давления (300 бар), редуктора и криозондов типа IceRod. Измерительная часть включает в себя термодары, контроллер Овен МВ110-8А и персональный компьютер для сбора и анализа экс-

периментальных данных. Источник теплоты представляет стандартную систему прогрева уретрального канала. Она состоит из перильстатического насоса, который приводит в движение физиологический раствор внутри катетера. Примерное значение расхода составляет 540 мл/мин. Видеофиксация процесса замораживания состоит из двух камер для записи спереди и снизу. В состав стенда входит корпус для размещения контейнера с модельной средой и жидкостный термостат для создания начальной температуры, близкой к реальной температуре целевой области. Общий вид стенда показан на рис.1.

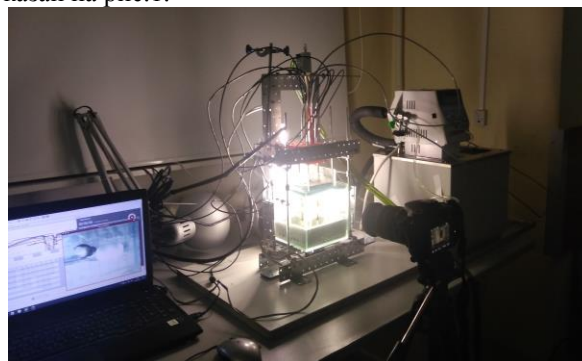


Рис. 1. Общий вид экспериментального стенда (показаны измерительная система, контейнер с модельной средой, жидкостный термостат, частично система прогрева уретрального канала).

#### 2.2. Фантом биоткани

В качестве фантома биоткани использовался гель для ультразвуковых исследований «Медиагель» (производство Гельтек-Медика, Москва, Россия). Данная среда позволяет наглядно визуализировать зоны замораживания и имеет теплофизические свойства схожие с биотканями [3,4]. Перед проведением опытов проводился процесс дегазации выбранной среды для устранения пузырьков воздуха в объеме [5].

#### 2.1. Методика проведения эксперимента

В рамках данной работы исследовалось одновременная работа двух аргоновых криозондов и источника теплоты при разной начальной температуре фантома биоткани.

Методика проведения эксперимента включает в себя подготовку модельной среды в зависимости от требуемой начальной температуры, включение и проверку работоспособности систем низкотемпера-

турного воздействия, измерительной и видеофиксации [2,6]. Расположение криозондов, источника теплоты (катетера) и датчиков температуры показано на рис. 2.

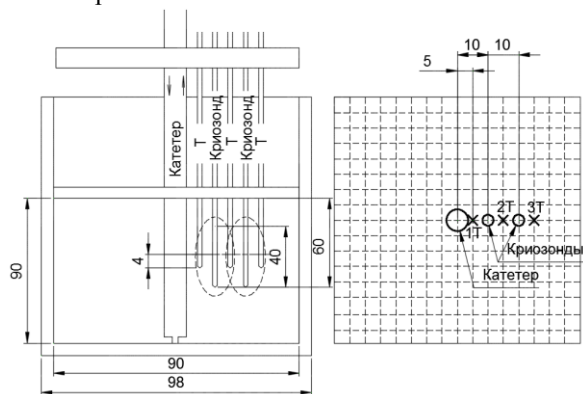


Рис. 2. Расположение датчиков температуры в контрольных точках. Т- датчики температуры.

Проведены эксперименты в одинаковой постановке, но при различной начальной температуре фантома биоткани. Для удобства выбран классический механизм воздействия в виде двойного цикла замораживания по 10 минут с естественным промежуточным оттаиванием 5 минут. Мощность охлаждения криозондов устанавливалась максимальной, по катетеру циркулировал физиологический раствор с начальной температурой 38 °С.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Зоны замораживания

Получена визуализация зон замораживания в динамике и представлены изображения в контрольные моменты времени (рис. 3) Проведен анализ изображений по характерным размерам (рис. 4).

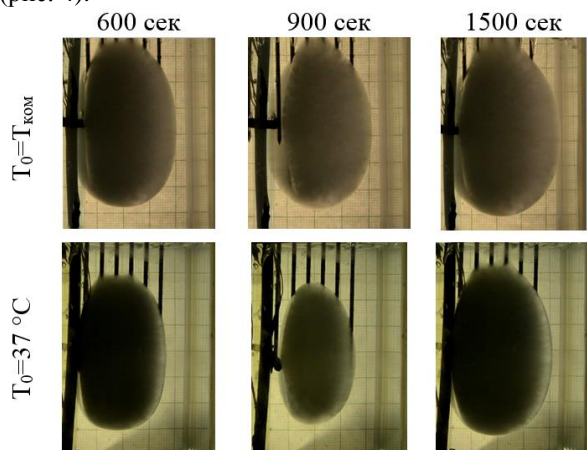


Рис. 3. Зоны замораживания в контрольные моменты времени

В конце первого (второго) цикла замораживания на 600 (1500) секунде процесса размер «а1» составил 15,4 (21,2) мм и 12,7 (16,6) мм, «а2» - 5,9 (6,1) мм и 5,6 (5,8) мм, «b» - 60,2 (63,1) мм и 55,7 (59,7) мм для начальной комнатной температуры фантома биоткани и 37 °С соответственно. Производитель для целей предоперационного планирования предоставляет данные на конец второго цикла

замораживания на 1500 сек процесса в виде размера «а1» - 20 мм и «b» - 60 мм.

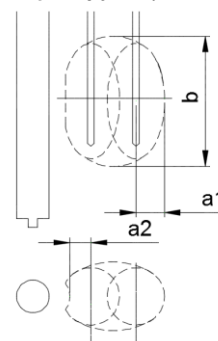


Рис. 4. Характерные размеры зоны замораживания.

#### 3.2. Температура в контрольных точках

Проведено сравнение температур в контрольных точках в зависимости от начальной температуры фантома биоткани (рис. 5).

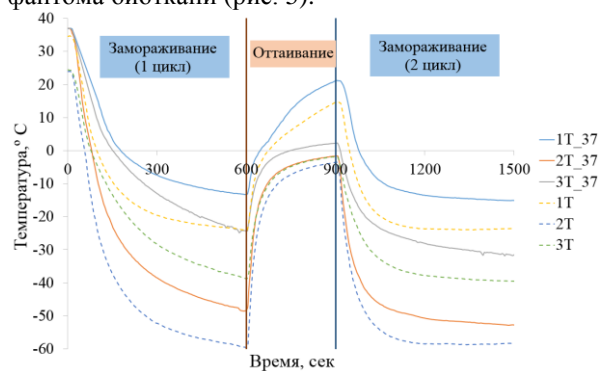


Рис. 5. Графики температуры в контрольных точках фантома биоткани. 1Т, 2Т, 3Т – значения температуры в контрольных точках при начальной комнатной температуре фантома биоткани; 1Т\_37, 2Т\_37, 3Т\_37 – значения температуры в контрольных точках при начальной температуре 37 °С фантома биоткани.

#### 3.3. Выводы

По характерным размерам зоны замораживания неточность может достигать в радиальном направлении к источнику теплоты до 14,2 мм, противоположно до 3,4 мм, по осевому до 3,1 мм по сравнению со стандартным подходом по данным от производителя. Потенциально возможно повысить точность планирования при приближении модельных экспериментов к реальным условиям. Показано, что начальная температура фантома биоткани значительно влияет как на размеры зоны замораживания, так и на температуры в контрольных точках. По результатам проведенных экспериментов возможное повышение точности составляет до 28 %.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показаны возможные ошибки при использовании стандартного подхода, а также потенциальное повышение точности планирования при модельных экспериментах, приближенных к реальным условиям.

Полученные результаты могут быть полезны

для понимания процессов замораживания при одновременном воздействии двух кризондов и источника теплоты и для проверки адекватности разрабатываемых программ теплофизического моделирования.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (Проект 21-19-00676).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Александров В.В. и др.** Криохирurgia. М.: ГЭОТАР - Медиа, 2019. 376 с.
2. **Zherdev A.A., Tsiganov D.I., Pushkarev A.V., Shakurov A.V., Burkov I.A., Vasilyev A.O.** Cryoprobe and urethral warming system heat transfer: ultrasound gel phantom study // *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 2018. No 25(2), P. 97–108.
3. **Agafonkina I.V., Belozarov A.G., Berezovsky Yu.M., Korolev I.A., Pushkarev A.V., Tsiganov D.I., Shakurov A.V., Zherdev A.A.** Thermal properties of biological tissue gel-phantoms in a wide low-temperature range // *Inzhenerno-fizicheskii zhurnal*, 2021. V. 94, No 3, P. 811–824.
4. **Agafonkina I.V., Belozarov A.G., Vasilyev A.O., Pushkarev A.V., Tsiganov D.I., Shakurov A.V., Zherdev A.A.** Thermal properties of human soft tissue and its equivalents in a wide low-temperature range // *Inzhenerno-fizicheskii zhurnal*, 2021. V. 94, No 1, P. 240–254.
5. **Favazza C.P., Gorny K.R., King D.M., Rossman P.J., Felmlee J.P., Woodrum D.A., and Mynderse L.A.** An Investigation of the Effects from a Urethral Warming System on Temperature Distributions during Cryoablation Treatment of the Prostate: A Phantom Study // *Cryobiology*, 2014. V. 69, P. 128–133.
6. **Burkov I.A., Pushkarev A.V., Ryabikin S.S., Shakurov A.V., Tsiganov D.I., Zherdev A.A.** Numerical simulation of controlled precision cryosurgery using argon Joule–Thomson and liquid nitrogen evaporation cryoprobes // *International Journal of Refrigeration*, 2022. No 133, P. 30–40.

## ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ НА ТЕПЛОПРИТОКИ К ГЕОТЕРМАЛЬНОЙ СКВАЖИНЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие технологий использования геотермальной и петротермальной энергии в РФ сдерживается не только общеизвестными факторами (конкуренция со стороны традиционной энергетики, отсутствие законодательной базы и др.), но и отсутствием обобщенной теории процессов тепло-массопереноса в конструкциях и зонах размещения геотермальных скважин во всем многообразии возможных вариантов эксплуатации рассматриваемых систем.

Колоссальный энергетический потенциал геотермальной и петротермальной энергетики стимулирует проведение научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ в исследуемой области [1].

Целью данной работы является оценка влияния конденсации влаги в конструкции типичной геотермальной скважины на изменение теплопритоков в рассматриваемой системе.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается типичная конструкция геотермальной скважины (рис.), состоящая из металлического трубопровода и обсадной цементной колонны. Пустота между трубопроводом и обсадной колонной заполнена засыпкой из увлажненного песка.

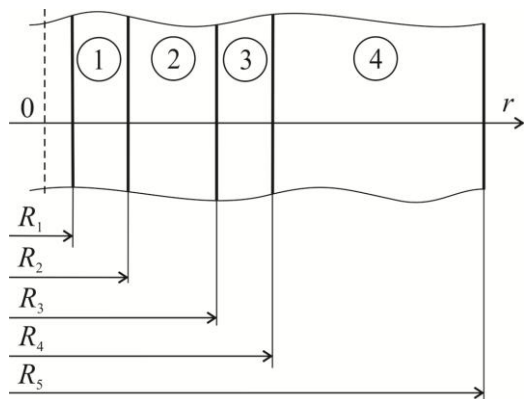


Рис. Схема области решения: 1 – трубопровод; 2 – засыпка; 3 – обсадная колонна; 4 – разогретые породы.

Начальное значение температуры в рассматриваемой области решения имеет постоянное значение и равно температуре разогретых пород. При контакте влаги, содержащейся в засыпке, с разогретой породой она будет испаряться, а образовавшийся пар будет перемещаться в направлении к поверхности  $R_2$  где будет конденсироваться на «холодной» поверхности трубопровода.

С учетом рассматриваемых факторов, анализ теплопритоков к геотермальной скважине сводится к решению нестационарной нелинейной задачи теплопроводности для многослойного полого цилиндра «стенка трубы – засыпка – стенка обсадной колонны – разогретые породы».

На границе  $R_1$  выставлены граничные условия третьего рода, а на границе  $R_5$  – первого (температура равна температуре пород). На поверхностях контакта между слоями вводились условия идеального теплового контакта. На поверхности  $R_2$  «стенка трубы – засыпка» учитывается конденсация пара.

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Задача решена в цилиндрической системе координат, начало которой связано с осью симметрии трубы. Математическая постановка задачи имеет вид:

$$\tau \geq 0, R_1 \leq r < R_5;$$

$$c_i \rho_i \frac{\partial T_i}{\partial \tau} = \lambda_i \left( \frac{\partial^2 T_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_i}{\partial r} \right); i = 1 - 4; \quad (1)$$

$$\tau = 0, R_1 \leq r \leq R_5; T_i = T_0 = \text{const}; \quad (2)$$

$$\tau \geq 0, r = R_1; -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = \alpha (T_1 - T_{in}); \quad (3)$$

$$\tau \geq 0, r = R_2;$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} - jq; T_1 = T_2; \quad (4)$$

$$\tau \geq 0, r = R_3;$$

$$\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} = \lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial r}; T_3 = T_4; \quad (5)$$

$$\tau \geq 0, r = R_4;$$

$$\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial r} = \lambda_5 \frac{\partial T_5}{\partial r}; T_4 = T_5; \quad (6)$$

$$\tau \geq 0, r = R_5; T_5 = T_{ex} = \text{const}. \quad (7)$$

Скорость конденсации определялась из соотношения:

$$j = \frac{a(P_s - P_p)}{\sqrt{\frac{2\pi R_g}{M} T|_{r=R_2}}}. \quad (8)$$

Коэффициент аккомодации вычислялся по фор-

муле:

$$a = \frac{0.059}{P_s^{0.5}}$$

Парциальное давление в выражении (8) вычислялось методом Риделя-Планка-Миллера [2]. Теплота фазового перехода находилась по формуле:

$$q = 2500,64 - 2,369T \Big|_{r=R_2}$$

Обозначения:  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);  $\pi = 3.14$ ;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $\tau$  – время, с;  $M$  – молекулярная масса паров, кг/моль;  $P$  – давление, Па;  $Q$  – теплопритоки, Вт/м;  $R$  – граница области расчета, м;  $R_g$  – газовая постоянная, Дж/(кмоль·К);  $T$  – температура, К;  $a$  – коэффициент аккомодации;  $c$  – теплоемкость, Дж/(кг·К);  $j$  – скорость конденсации, кг/(м<sup>2</sup>·с);  $q$  – теплота фазового перехода, Дж/кг;  $r$  – координата, м.

Индексы: 0 – начальный момент времени; 1, 2, 3, 4, 5 – номера границ областей расчета (рис.) ; in – внутренний; ex – наружный; p – парциальный; s – насыщение; cond – конденсация.

#### 4. МЕТОД РЕШЕНИЯ И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Задача (1)–(8) решена методом конечных разностей. Особенность решения этой задачи состояла в разрыве значений теплофизических свойств на границах разделов и наличии нелинейного члена в граничном условии (4).

Численный анализ проводился геотермальной скважины со следующими геометрическими характеристиками:  $R_1=0,05$  м;  $R_2=0,055$  м;  $R_3=0,1$  м;  $R_4=0,15$  м;  $R_5=50$  м.

Значение температуры в рассматриваемой области решения в начальный момент времени принималось равным  $T_0=T_{ex}=373,15$  К. Температура теплоносителя внутри трубы принималась равной  $T_{in}=278,15$  К, а коэффициент теплоотдачи имел значение  $\alpha = 200$  Вт/(м<sup>2</sup>·К).

В таблице 1 приведены теплофизические свойства материалов, использовавшиеся при проведении численного моделирования.

Таблица 1. Теплофизические свойства [3]

Материал	$\lambda$ , Вт/(м·К)	$c$ , Дж/(кг·К)	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>
Труба	46,1	310	5240
Засыпка	2,3	1486	2000
Цемент	0,99	1900	1830
Порода	1,6	870	3050

#### 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Основные результаты численного моделирования теплопритоков к геотермальной скважине с учетом конденсации пара в ее конструкции приведены в таблице 2.

При проведении численного моделирования основное внимание уделялось анализу нестационар-

сти процессов теплопереноса и влиянию конденсации пара в конструкции геотермальной скважины на изменение теплопритоков к ней во времени.

Исследования проведены для периода времени соответствующего 20 годам непрерывной эксплуатации скважины.

В таблице 2 приведены значения теплопритоков к геотермальной скважине, рассчитанные без учета конденсации пара  $Q$ , с учетом этого процесса  $Q_{cond}$  и сопоставление этих величин между собой.

Таблица 2. Результаты моделирования

Время, год	$Q$ , Вт/м	$Q_{cond}$ , Вт/м	$[(Q - Q_{cond})/Q]100\%$
1	220,20	151,52	31,19
2	204,47	144,52	29,32
3	196,54	142,61	27,44
5	186,30	137,92	25,97
10	174,71	131,14	24,94
20	164,52	126,53	23,09

Результаты численного моделирования, приведенные в таблице 2, позволяют сделать следующие выводы:

с увеличением длительности эксплуатации скважины приток тепла к ней ожидаемо уменьшается из-за снижения градиента температур в окружающей разогретой породе;

учет конденсации пара в конструкции геотермальной скважины приводит к снижению теплопритоков к ней на 23,09–31,19 %;

вклад эффекта конденсации пара в конструкции геотермальной скважины на уровень теплопритоков с течением времени уменьшается из-за снижения температуры стенки трубы и общего уровня тепловых потоков в рассматриваемой системе.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное исследование влияния конденсации пара в конструкции геотермальной скважины на изменение интенсификации теплопритоков в рассматриваемой системе.

Показано, что применение даже сравнительно простых моделей теплопереноса (задача (1)–(8)) позволяет прогнозировать изменение теплопритоков к геотермальной скважине в условиях конденсации пара в ее конструкции.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев С.В., Бородулин В.Ю., Гнатусь Н.А., Низовцев М.И., Смирнова Н.Н. Проблемы и перспективы развития петротермальной энергетики (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23. № 1. С. 1–16.
2. Reid R. C., Prausnitz J. M., Poling B. E. The properties of gases and liquids. New York: McGraw-Hill, 1987. 592 с.
3. Губа А. Я. Краткий теплофизический справочник, Новосибирск: Сибвузиздат, 2002. 299 с.



## ТЕПЛОВОЙ КОНТАКТ ШЕРОХОВАТЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

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]. Конечно-элементное моделирование контакта шероховатых поверхностей рассматривается как наилучший вариант для упругопластического поведения материала [3] и, более того, как ожидается может дать эталонные результаты для других подходов контактной механики [2].

### 2. ОПИСАНИЕ МИКРОМОДЕЛИ

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.

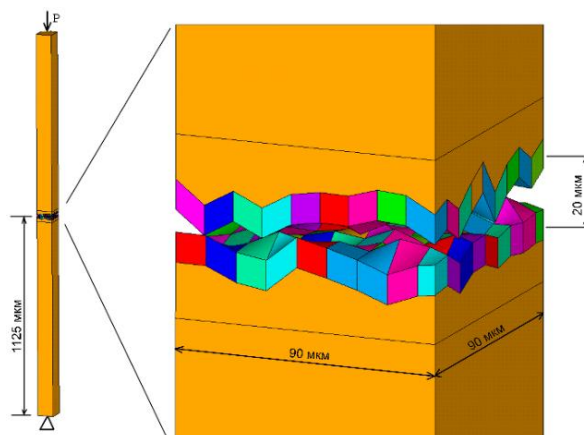


Рис. 1. Модель контакта со слоями на поверхности тел, содержащими объемы индивидуальных свойств материала

Высота тел  $\delta=1125$  мкм. Газ в зазорах неидеального контакта отсутствует. Для контактирующих поверхностей принят уровень шероховатости  $Rz=20$  мкм. Нижняя поверхность нижнего тела закреплена и не деформируется. На верхнее тело действует номинальное давление  $P$ . Материалом контактирующих тел является алюминий АД1. Материал изотропно упрочняющийся и деформируется упруго и пластически. Диаграмма сжатия заменяется мультилинейной моделью.

В данной работе контактирующие поверхности сформированы следующим образом. На ровную поверхность наносится равномерная сетка первичных узлов, которые сдвигаются по нормали к поверхности на величину  $0 \dots R_{max}/2$  в соответствии с масштабированной фрактальной функцией Веерштрасса-Мандельброта [4].

### 3. УПРОЧНЕННАЯ ПОВЕРХНОСТЬ И РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ВНЕДРЕНИЯ

Упрочнение поверхности представлено неравномерным распределением в модели пластических свойств материала в начале 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 [5] можно записать выражение, подобное зависимости Холла-Петгча [6],

$$\sigma = \sigma_y + \frac{B^*}{\sqrt{l}} \varepsilon^{Pn}$$

где  $\sigma_y$  – предел текучести, Па;  $B^* = B\sqrt{l_{max}}$  - модифицированная константа, МПа·мкм<sup>1/2</sup>;  $B$  – константа, характеризующая наклеп материала поверхности, МПа;  $n$  – показатель упрочнения материала,  $\varepsilon^P$  – пластическая деформация,  $l$  – текущая глубина внедрения, мкм;  $l_{max}$  – значение  $l$  для максимального углубления выступа, мкм.

Константы получаются по результатам индентирования [7]. 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. На верхней плоской поверхности верхнего тела заданы коэффициент теплоотдачи  $\alpha_1=5000$  Вт/(м<sup>2</sup>·К) и температура среды  $T_{Г1}=330$  К, а на нижней плоской поверхности нижнего тела  $\alpha_2=1000$  Вт/(м<sup>2</sup>·К),  $T_{Г2}=273$  К, соответственно. Высокие значения коэффициента теплоотдачи выбраны, чтобы исключить возможные ошибки округления при вычислении программным комплексом поля температур. В области фактического контакта предполагается наличие граничного контактного сопротивления. Перенос тепла излучением не учитывается.

По полученному полю температур можно вычислить проводимость через шероховатый контакт:

$$\alpha = \left( \frac{T_1 - T_2}{\alpha_1(T_{Г1} - T_1)} - \frac{2\delta - u_z}{\lambda} \right)^{-1}$$

где  $\alpha$  – тепловая проводимость контакта для микро-модели;  $T_1, T_2$  – среднее значение температуры на контактирующих поверхностях, К;  $u_z$  – перемещение верхней поверхности верхнего тела по оси  $z$ , м;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К).

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.

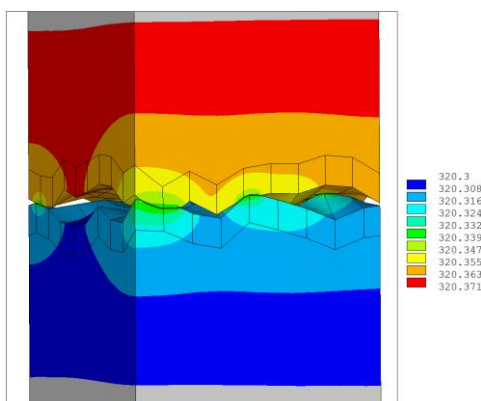


Рис. 2. Распределение температур, К

По результатам расчетов (рис.3) определено, что учет размерного эффекта внедрения необходим и значительно снижает площадь фактического контакта, а, следовательно, и тепловую контактную проводимость, приближая ее к экспериментальным данным.

Возможность применения разработанного метода моделирования теплового контакта и модели для расчета макромасштабных конструкций продемонстрирована на примере нестационарного термомеханического расчета модели болтового крепления гироблока к платформе.

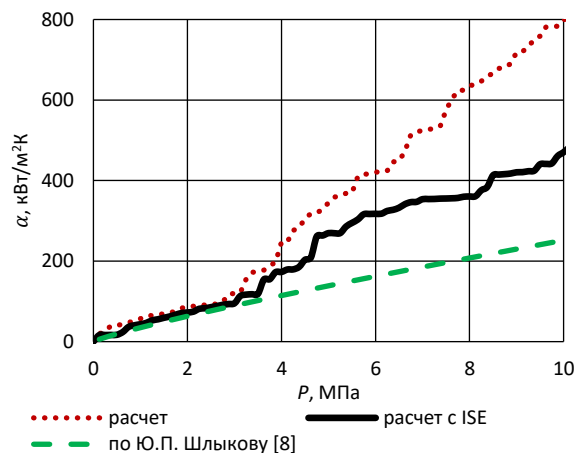


Рис. 3. Изменение тепловой контактной проводимости от номинального давления

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены проблемы разработки детерминированных моделей тепловых контактов. Определено, что упрочнение и первоначальная форма элементов шероховатости существенно влияют на процесс деформирования, допуская наличие незакрывающихся зазоров, снижающих площадь фактического контакта и, соответственно, контактную тепловую проводимость. Предложена новая детерминированная конечно-элементная модель, основанная на физике процесса теплового контакта. Применимость разработанной модели продемонстрирована на примере расчета контакта гироблока с платформой.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang A.L., Zhao J.F. Review of prediction for thermal contact resistance // Science China. Technological Sciences. 2010. V. 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. V. 65, No. 4. #118. P.1-18.
3. Liu M., Proudhon H. Finite element analysis of contact deformation regimes of an elastic-power plastic hardening sinusoidal asperity // Mechanics of Materials. 2016. V. 103. P. 78-86.
4. Ausloos M., Berman D.H. A Multivariate Weierstrass-Mandelbrot Function // Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences. 1985. V. 400. P. 331-350.
5. Hou X.D., Bushby A.J. and Jennett N.M. Study of the interaction between the indentation size effect and Hall-Petch effect with spherical indenters on annealed polycrystalline copper // Journal of Physics D: Applied Physics. 2008. Vol. 41, 074006, P.1-7.
6. 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.
7. Мурашов М.В., Корнев Ю.В. Исследование упруго-пластического поведения элемента шероховатости // ЖТФ. 2014. Т.84, № 3. С. 75-81.
8. Шлыков Ю.П., Ганин Е.А., Царевский С.Н. Контактное термическое сопротивление. М.: Энергия, 1977. 328 с.

## ВАРИАЦИОННЫЙ ПОДХОД К АНАЛИЗУ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ С УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕЛОКАЛЬНОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Создание новых перспективных структурно-чувствительных материалов требует разработки новых математических моделей термомеханики. Теоретическое и экспериментальное изучение таких материалов показало определяющее влияние наноразмерных неоднородностей среды на физические свойства объемного образца. Так, например, в работе [1] описаны экспериментальные исследования температурного поля на границах раздела зерен металлов, а также изменения теплопроводности в таких окрестностях и локализацию градиентов температуры вблизи границ. Подобные явления наблюдались при молекулярно-динамическом моделировании теплопередачи в нанопроволоках, объемных и тонкопленочных материалах с наноразмерными включениями. В работах [2, 3] показано, что наличие термостатированных областей включает фонон-фононное рассеяние, которое изменяет свойство теплопроводности материалов.

Важным этапом в создании и использовании новых структурно-чувствительных материалов является построение математических моделей, позволяющих описать их поведение в широком диапазоне изменения внешних воздействий. Один из подходов к построению новых моделей заключается в использовании методов обобщенной механики и термодинамики и распространении взглядов классической механики сплошной среды на среду с микро- и наноструктурой [4, 5]. Ключевыми моментами при этом являются установление связи между характеристиками микро-(нано-) уровня и макроуровня, позволяющими учесть пространственную и временную нелокальности среды. В работах [6-10] представлены исследования влияния эффекта пространственной нелокальности на поле температуры в случае нестационарных процессов для одномерных задач.

Возможности анализа математических моделей могут быть расширены благодаря применению вариационных методов [11, 12]. Так, один из путей получения количественных оценок сочетания значений определяющих параметров, при котором наступает предельное состояние, предшествующее тепловому взрыву, связан с применением вариационной формулировки соответствующей нелинейной задачи стационарной теплопроводности в твердом теле [13, 14]. Эта формулировка включает функционал, из анализа стационарных точек которого можно установить условия возникновения

теплового взрыва.

В данной работе построен основной функционал, учитывающий пространственную нелокальность среды. Вариационный метод будет применен для сравнительного анализа моделей теплового взрыва в однородных твердых телах канонической формы.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания нелокального процесса переноса тепловой энергии положим

$$\mathbf{q}(M, T(M)) = -p_1 \lambda(T(M)) \nabla T(M) + p_2 \mathbf{q}^*(M, T(M)), \quad (1)$$

где для  $M \in V$

$$\mathbf{q}^*(M, T(M)) = - \int_{V'} \boldsymbol{\varphi}(M, M') \boldsymbol{\lambda}(T(M')) \nabla T(M') dV'(M'),$$

$p_1, p_2 \in [0, 1]$  – доли влияния пространственных локальных и нелокальных эффектов,  $p_1 + p_2 = 1$ ;  $\boldsymbol{\varphi}(M, M')$  – функция влияния, определяющая пространственную нелокальность;  $V'$  – объем зоны нелокальности [6, 8].

Формулировка нелинейной задачи стационарной теплопроводности будет включать дифференциальное уравнение

$$p_1 \nabla \cdot (\boldsymbol{\lambda}(T(M)) \nabla T(M)) - p_2 \nabla \cdot \mathbf{q}^*(M, T(M)) + q_V(M, T(M)) = 0, \quad M \in V \quad (2)$$

с граничными условиями

$$T(P) = f_T(P), \quad P \in S_T; \quad (3)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{q}(P) + f_q(P, T(P)) = 0, \quad P \in S_q = S \setminus S_T. \quad (4)$$

### 3. ПОСТРОЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛА

Для построения основного функционала [11] умножим уравнение (2) на множитель  $\boldsymbol{\lambda}(T) \delta T(M)$ ,  $M \in V$ , содержащий вариацию распределения температуры в области  $V$ , и проинтегрируем это произведение по данной области. Далее вычтем полученный результат из интеграла по участкам  $S_q$  поверхности  $S$  произведения равенства (4) и множителя  $\boldsymbol{\lambda}(T) \delta T(P)$ ,  $P \in S_q$ . Итогом такой операции будет равенство (аргументы функций опущены)

$$\int_V (-p_1 \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \text{Sa} \nabla \cdot \mathbf{q}^* - q_V) \lambda \delta T dV + \int_{S_q} (p_1 \lambda \mathbf{n} \cdot \nabla T - p_2 \mathbf{n} \cdot \mathbf{q}^* - f_q) \lambda \delta T dS = 0. \quad (5)$$

Использование первой формулы Грина [11] в виде

$$\int_V \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \lambda \delta T dV = \int_S \lambda \mathbf{n} \cdot \nabla T \lambda \delta T dS - \int_V \lambda \nabla T \cdot \nabla (\lambda \delta T) dV$$

и равенства  $\nabla (\lambda \delta T) = \lambda \delta (\nabla T)$  позволяет преобразовать второй интеграл в левой части соотношения (5) и с учетом равенства нулю вариации  $\delta T$  для заданных равенством (3) фиксированных значений температуры записать

$$\int_V \left( p_1 \delta \frac{(\lambda \nabla T)^2}{2} + p_2 \delta \int_{T_*}^T \lambda \nabla \cdot \mathbf{q}^* dT - \delta \int_{T_*}^T \lambda q_V dT \right) dV - \int_{S_q} dS \delta \int_{T_*}^T (p_2 \mathbf{n} \cdot \mathbf{q}^* + f_q) \lambda dT = 0$$

Это равенство является условием  $\delta J[T, \delta T] = 0$  стационарности функционала

$$J[T] = \int_V \left( p_1 \frac{(\lambda \nabla T)^2}{2} + p_2 \int_{T_*}^T \lambda \nabla \cdot \mathbf{q}^* dT - \int_{T_*}^T \lambda q_V dT \right) dV - \int_{S_q} dS \int_{T_*}^T (p_2 \mathbf{n} \cdot \mathbf{q}^* + f_q) \lambda dT. \quad (6)$$

Функционал (6) допустимо рассматривать на множестве непрерывных в области  $V$  и кусочно-дифференцируемых в ней функций  $T(M)$ ,  $M \in V$ , принимающих на участках  $S_T$  поверхности  $S$  значения, определяемые граничным условием (3).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЯ

Вариационную формулировку математической модели процессов стационарной теплопроводности в области произвольной формы можно рассматривать как достаточно удобный инструмент для проведения приближенного анализа влияния на эти процессы эффектов пространственной нелокальности.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (проект № 0705-2020-0047).

#### ОБОЗНАЧЕНИЯ

$T(M)$ ,  $M \in V$  – функция температуры, К;  $V$  – объем тела;  $S$  – поверхность тела;  $\nabla$  – дифференциальный оператор Гамильтона;  $\mathbf{q}$  – вектор плотности теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;  $\mathbf{q}^*$  – нелокальная составляющая вектора плотности теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);  $q_V$  – плотность мощности источников

внутреннего тепловыделения, Вт/м<sup>3</sup>;  $\mathbf{n}$  – единичный вектор внешней по отношению к рассматриваемому телу нормали;  $f_T(P)$ ,  $f_q(P, T(P))$  – заданные функции своих аргументов;  $T_*$  – нижняя грань множества ожидаемых значений температуры в замкнутой области  $\bar{V}$ , К.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Jolley K, Gill S.** Modelling transient heat conduction in solids at multiple length and time scales: a coupled non-equilibrium molecular dynamics/continuum approach // *J. Comput. Phys. Sci.* 2009. Vol. 228. P. 7412.
2. **Cahill D, Ford W, Goodson K, Mahan G, Majumdar A, Maris H, Merlin R, Philpot S.** Nanoscale thermal transport // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93. P. 793.
3. **Jolley K, Gills S.** Modeling transient heat conduction at multiple length and time scale: a coupled equilibrium molecular dynamics/continuum approach. In: Pysz R, Rauhe JC, editors. *Proc IUTAM symp nanomat nanosyst.* London: Pergamon Press; 2008.
4. **Онами М., Ивасимидзу С., Гэнка К., Сиодзава К., Танака К.** Введение в микромеханику. Пер. с япон. М.: Металлургия, 1987. 280 с..
5. **Eringen A.C.** Nonlocal continuum field theories. New York-Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2002. 393 p.
6. **Zarubin, V.S., Kuvyrkin, G.N., Savel'eva, I.Yu.** Mathematical model of a nonlocal medium with internal state parameters // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics.* 2013. Vol. 86 (4), pp. 820-826.
7. **Kuvyrkin, G.N., Savelyeva, I.Y.** Numerical solution of integrodifferential heat conduction equation for a non-local medium // *Mathematical Models and Computer Simulations.* 2014. Vol. 6 (1), 8 p.
8. **Kuvyrkin, G.N., Savelieva, I.Y.** Thermomechanical model of nonlocal deformation of a solid // *Mechanics of Solids.* 2016. Vol. 51 (3), pp. 256-262.
9. **Kuvyrkin G.N., Savel'eva I.Y., Kuvshinnikova D.A.** Nonstationary heat conduction in a curvilinear plate with account of spatial nonlocality // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics.* 2019. Vol. 92. № 3. pp. 608-613.
10. **Kuvyrkin, G., Savelyeva, I., Kuvshinnikova, D.** Temperature distribution in a composite rod, taking into account nonlocal spatial effects // *E3S Web of Conferences* 2019. Vol. 128, № 09006.
11. **Зарубин В.С.** Инженерные методы решения задач теплопроводности. М.: Энергоатомиздат, 1983. 328 с.
12. **Zarubin, V.S., Kuvyrkin, G.N., Savelyeva, I.Y.** Variational estimates of the parameters of a thermal explosion of a stationary medium in an arbitrary domain // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* 2019. Vol. 135, pp. 614-619.
13. **Kuvyrkin, G.N., Savelyeva, I.Y., Zarubin, V.S.** Dual variational model of a thermal breakdown of a dielectric layer at an alternating voltage // *Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Physik.* 2019. Vol. 70 (4), № 115.
14. **Zarubin, V.S., Kuvyrkin, G.N., Savel'eva, I.Y.** The Variational Form of the Mathematical Model of a Thermal Explosion in a Solid Body with Temperature-Dependent Thermal Conductivity // *High Temperature.* 2018. Vol. 56 (2), pp. 223-228.

## РАСЧЕТ КОМПЛЕКСА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АЛГОРИТМА ГЕНЕТИЧЕСКОГО ПОИСКА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящих тезисах представлены результаты исследования возможности использования алгоритмов генетического поиска для расчета теплофизических свойств материала. Существует множество работ, посвящённых определению коэффициентов математических моделей [1-3]. По своей постановке, такие задачи относятся к классу обратных задач [4]. Для их решения используются специальные методики, позволяющие снизить влияние погрешностей входных данных и обеспечить устойчивое решение. Большинство классических методов основано на поиске решения посредством минимизации целевого функционала. Такой подход подразумевает использование достаточно сложного математического аппарата для расчета производных целевого функционала. При решении инженерных задач, когда сложная структура задачи или ее иерархичность не позволят рассчитать производные целевого функционала, для получения решения может быть использован генетический алгоритм оптимизации. Генетический алгоритм относится к эвристическим алгоритмам оптимизации [5-7], концепция которого основана на естественном отборе в биологических системах. Особенностью генетического алгоритма является то, что он не гарантирует нахождения глобального решения, которое может быть найдено только путем перебора. Однако использование генетического алгоритма позволяет получить «близкое по точности решение» за существенно меньшее время, чем при использовании метода перебора.

### 2. ПОСТАНОВКИ ЗАДАЧИ

Реализация и апробация алгоритма генетического поиска проводилась на математической модели теплопереноса в одномерном материале. На данном этапе работы коэффициенты теплофизических характеристик были приняты константами.

$$C \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, x \in (0, b), \tau \in (0, \tau_m] \quad (1)$$

$$-\lambda \frac{\partial T(0, \tau)}{\partial x} = q_1(\tau), x = 0, \tau \in (0, \tau_m] \quad (2)$$

$$-\lambda \frac{\partial T(b, \tau)}{\partial x} = q_2(\tau), x = b, \tau \in (0, \tau_m] \quad (3)$$

$$T(x, 0) = T_0(x), x \in (0, b), \tau = 0 \quad (4)$$

Теплофизические характеристики  $\lambda$  и  $C$  формируют вектор неизвестных параметров  $u(\lambda, C)$ . Дополнительной информацией, необходимой для решения задачи, является известная температура в некоторых точках материала. Такая информация может быть получена посредством прямых измерений датчиками температуры.

$$T(x_m, \tau) = f_m(\tau), m = \overline{1, M} \quad (5)$$

где  $M$  - количество точек с заданной температурой  $f_m(\tau)$  имеющих координаты  $x_m$ .

Такая постановка задачи соответствует классической обратной задаче теплопереноса. Для ее решения используется минимизация целевого функционала разности расчетных и заданных температур в точках с координатами  $x_m$ .

$$J(C, \lambda) = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^M \int_0^{\tau_m} \chi_m(\tau) [T(x_m, \tau) - f_m(\tau)]^2 d\tau \quad (6)$$

### 3. ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА

Алгоритм генетической оптимизации предусматривает наличие четырех основных этапов расчета:

1. Выбор начального приближения решения: исходной популяции, которая будет определять область поиска решений, а так же будет являться «родителями» первого поколения.
2. Скрещивание «родителей» с образованием новых эволюционных решений - «потомков».
3. Мутация одного или нескольких «потомков».
4. Выбор членов новой популяции, которые будут являться родителями следующего поколения.

В своей работе авторы попытались осуществить адаптацию этих четырех этапов к решению задачи поиска коэффициентов теплофизических характеристик задачи (1)-(4).

В генетическом алгоритме поиск решения производится среди целого дискретного множества решений. Поэтому, прежде чем приступить к назначению популяции родителей, необходимо определиться с точностью решения и привести искомые характеристики к размерностям, позволяющим записать их в виде бинарного кода.

В задаче (1)-(4) в качестве начального прибли-

жения задаются значения вектора  $u(\lambda, C)$ . По аналогии с биологическими системами, одно такое решение является «особью», а их совокупность – «популяцией». Суммарное количество особей в популяции должно быть больше двух, для того, чтобы обеспечить эволюционный процесс. Входящие в вектор  $u$  две неизвестные характеристики являются «генами». Гены записываются в бинарном представлении. Одна позиция в бинарной записи гена – «аллель».

Каждой особи соответствует своя целевая функция, характеризующая близость этой особи к точному решению. Для поставленной задачи такой целевой функцией является функционал невязки (6). При расчете целевой функции, для каждой особи приходится определять расчетное поле температур  $T(x_m, \tau)$  из решения прямой задачи (1)-(4). Решение прямой задачи (1)-(4) осуществлялось методом конечных разностей по неявной схеме.

Процесс скрещивания (кроссинговер) представляет собой получение новых приближений решения, путем рекомбинации генов особей популяции. В разработанном алгоритме процесс выбора особей для скрещивания осуществлялся следующими способами:

- В результате ранжирования популяции выбирается «доминантная особь», которой соответствует минимальная целевая функция (5). Эта доминантная особь скрещивается со всеми остальными особями популяции.

- Производится оценка хеммингова расстояния между генами особей. После чего, осуществляется скрещивание особей с минимальным и максимальным хемминговым расстоянием. Скрещивание особей с минимальным хемминговым расстоянием позволяет локализовать область поиска решения, в то время как применение скрещивания с максимальным хемминговым расстоянием замедляет локализацию области поиска решения [7].

Комбинация описанных способов позволяет избежать попадания решения в локальные экстремумы и способствует скорейшей сходимости решения. Новое приближение формируется в результате обмена между родителями частями генетического кода. Приближение искомой характеристики в двоичном представлении (ген) случайным или детерминированным образом разбивается на части и совмещается с частями гена второго родителя. Получившиеся в результате такого скрещивания потомки наследуют часть свойств своих родителей.

Для того что бы избежать сходимости решения к локальному экстремуму так же применяется операция мутации. В результате, особь, подвергшаяся мутации, получает значение, лежащее вне области локального экстремума. Сама операция мутации включает в себя замену части гена случайным или детерминированным образом. В разработанном алгоритме реализованы следующие случаи мутации:

- аллели части гена меняют значения на проти-

воположные;

- аллель в первом разряде отбрасывается, и все аллели смещаются на один разряд, а аллель в последнем разряде получает случайное значение;

- у выбранной случайным образом аллели соседние аллели меняют значения на противоположные.

По завершению скрещивания и мутации производится оценка целевой функции новых потомков. Так как размер популяции ограничен, то из множества родителей и потомков выбираются родители, формирующие новую популяцию и обладающие наилучшими значениями целевой функции.

Операции скрещивания и мутации повторяются до тех пор, пока не будет достигнута требуемая точность решения.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанный алгоритм позволяет организовать итерационный процесс поиска решения с существенно меньшими затратами машинного времени, нежели методом простого перебора. Для его эффективного использования требуется эмпирическим образом определить какие из вариантов скрещивания и мутации позволяют решить задачу с наименьшим числом итераций. Оценка эффективности алгоритма производится путем расчета математического ожидания в серии расчетов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Алифанов О.М., Артюхин Е.А., Румянцев С.В.** Экстремальные методы решения некорректных задач и их приложения к обратным задачам теплообмена, М.: Наука, 1988, - 288с.
2. **Самарский А.А., Вабищевич П.Н.** Численные методы решения обратных задач математической физики. — М.: Издательство ЛКИ, 2009. — 480 с
3. **Резник С.В., Денисов О.В., Просунцов П.В., Денисова Л.В., Бондалетов Д.Н., Петров Н.М.** Отработка методики исследования коэффициента теплопроводности анизотропных композитов. В сборнике: Проблемы управления и моделирования в сложных системах. Труды XXI Международной конференции. В 2-х томах. Под редакцией С.А. Никитова, Д.Е. Быкова, С.Ю. Боровика, Ю.Э. Плешивцевой. 2019. С. 443-446.
4. **Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.** Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1986, 288с.
5. **Chambers Lance D.** The Practical Handbook of Genetic Algorithms. Chapman and Hall/CRC, Second Edition, 2000, 544 pages.
6. **Coley David A.** Introduction to Genetic Algorithms for Scientists and Engineers. World Scientific Publishing, 1999, 244 pages.
7. **Панченко Т. В.** Генетические алгоритмы, -- Астрахань: -- Издательский дом «Астраханский университет», 2007. – 87с.

## ПРИМЕНЕНИЕ ОБРАТНЫХ СПЕЦИАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ В ЗАДАЧАХ ТЕПЛООБМЕНА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе предложен сравнительно простой и эффективный аналитический метод определения собственных чисел характеристических уравнений, содержащих специальную функцию.

### 2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

При решении многих современных задач теплообмена приходится определять собственные значения сравнительно сложных характеристических уравнений. Так, например, при исследовании теплообмена при ламинарном течении жидкости в плоском канале возникает необходимость определения собственных чисел  $\mu_n$  уравнения вида [1] – [3]

$$\mu(1 - [(1 - \mu) + \frac{(1 - \mu)(5 - \mu)\mu}{3 \cdot 2!} + \frac{(1 - \mu)(5 - \mu)(9 - \mu)\mu^2}{20 \cdot 3!} + \dots] + [1 + \frac{(1 - \mu)\mu}{2} + \frac{(1 - \mu)(5 - \mu)\mu^2}{12 \cdot 2!} + \frac{(1 - \mu)(5 - \mu)(9 - \mu)\mu^3}{120 \cdot 3!} + \dots]^{-1}) = Bi \quad (1)$$

Эта зависимость получена на основе использования специальной вырожденной гипергеометрической функции [4]. Из соотношения (1) очевидно следует, что некоторые его корни могут быть легко определены. Действительно, первое собственное число  $\mu_1 = 1$ , если теплофизический параметр процесса  $Bi = 1$ . Также нетрудно показать, что второй корень  $\mu_2 = 5$ , если  $Bi = 2,778$ , а  $\mu_n = 9$  для  $Bi = 4,0685$ . Аналогичным образом можно вычислить и другие более высокого порядка  $\mu_n$  для конкретных значений параметра  $Bi$ . Однако в общем случае задача нахождения корней  $\mu_n$  уравнения (1) существенно усложняется. Поэтому для получения эффективного инженерного метода вычисления корней  $\mu_n$  целесообразно выражение (1) представить через обратную специальную функцию

$$\text{arc}F(\mu) = \frac{\mu}{Bi}, \quad (2)$$

где

$$F(\mu) = \frac{1 + \frac{(1 - \mu)\mu}{2} + \frac{(1 - \mu)(5 - \mu)\mu^2}{12 \cdot 2!} + \dots}{\mu + \frac{(1 - \mu)\mu}{2} + \frac{(1 - \mu)(5 - \mu)\mu}{3 \cdot 2!} (\frac{\mu}{4} - 1) + \dots} \quad (3)$$

На рис. 1 приведен график зависимости (2) для

области изменения отношения  $0 \leq \frac{\mu_1}{Bi} \leq 4$ .

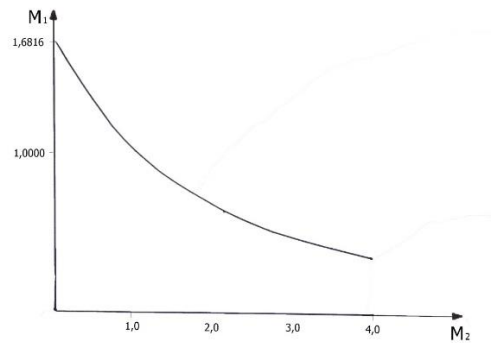


Рис. 1. график зависимости (2) для области изменения отношения  $0 \leq \frac{\mu_1}{Bi} \leq 4$ .

Тогда благодаря такой операции появляется возможность применить весьма быстросходящийся метод итерирования зависимости (2), позволяющий достаточно просто найти верхние и нижние значения для искомого корня  $\mu_n$ . Следует отметить, что при этом интервал между  $\mu_{n \max}$  и  $\mu_{n \min}$  оказывается небольшим.

Таким образом, осуществляя переход к обратным специальным функциям в рассматриваемых характеристических уравнениях, как правило, удастся существенно повысить динамику итерационного процесса применительно к определению собственных чисел поставленной задачи.

Проиллюстрируем возможности предлагаемого способа на конкретном числовом примере. Допустим, что требуется определить значение корня  $\mu_1$  в случае, когда  $Bi = 2$ . Естественно что зная величину  $\mu_1 = 1$  при  $Bi = 1$ , можно принять в первом приближении для  $Bi = 2$   $\mu_{1 \min} = 1$ . Тогда на основе

условия  $\frac{\mu_{1 \min}}{Bi} = \frac{1}{2} = 0,5$  с помощью

рекомендуемого принципа находим  $\mu_{1 \max} = 1,32$ . Далее, используя эту величину, получим

$\frac{\mu_{1 \max}}{Bi} = \frac{1,32}{2} = 0,66$  и следовательно следующее

приближение снизу к искомому корню на базе того же графика будет  $\mu_{1 \min}^* = 1,16$ . Отсюда вытекает, что искомая величина находится в интервале  $1,32 < \mu_1 < 1,16$ . Действительное значение  $\mu_1$  по литературным данным [1] – [3] равняется  $\mu_1 = 1,2202$ . Таким образом удастся быстро установить сравнительно узкую «вилку» для искомого собственного числа  $\mu_1$ .

Из анализа характеристического уравнения (1)

следует, что при  $0 \leq Bi \leq 1$  первое собственное значение  $0 \leq \mu_1 \leq 1$ , а для  $Bi > 1$   $1 < \mu_1 < 1,6814$ . Отсюда видно, что в случае, когда параметр  $Bi$  меньше единицы, например,  $Bi = 0,5$  первое приближение целесообразно определить по

величине комплекса  $\frac{\mu_{1\max}}{Bi} = \frac{1}{0,5} = 2$ . На основе

представленного графика тогда легко найти  $\mu_{1\min} = 0,63$  и затем новое, более точное значение  $\mu_{1\max}^* = 0,83$ . Фактическая величина для  $Bi=0,5$   $\mu_1 = 0,7755$ .

Аналогичный подход также можно применить при вычислении корней  $\mu_n$   $n$ -ного порядка ( $n > 1$ ). Нужно отметить, что рекомендуемый итеративный способ применим для нахождения чисел  $\mu_n$  во многих других случаях. Например, при решении задач о ламинарном течении в цилиндрических каналах [1].

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В основу рекомендуемого метода по аналогии с элементарными функциями положен принцип введения понятия обратных специальных функций, что позволяет применять для нахождения искомого корней быстроходящийся итерационный процесс.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Видин Ю.В., Иванов В.В., Медведев Г.Г.** Расчет теплообмена при ламинарном течении жидкости в каналах. Красноярск, КПИ. 1972. – С. 136.
2. **Видин Ю.В., Иванов В.В., Казаков Р.В.** Инженерные методы расчета задач теплообмена. Красноярск, СФУ, 2014. – С. 167.
3. **Видин Ю.В., Злобин В.С., Иванов В.В., Медведев Г.Г.** Инженерные методы расчета задач нелинейного теплообмена при ламинарном течении жидкости в каналах. Красноярск, СФУ, 2015 – С. 155.
4. **Маделунг Э.** Математический аппарат физики. М.: Наука, 1968. С. 618.



## СТЕРЕОИЗОМЕРИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ГАЛОПРОПЕНОВ НА ЛИНИИ НАСЫЩЕННОЙ ЖИДКОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Теплопроводность является важнейшим физико-химическим свойством, характеризующим рабочие вещества низкотемпературной энергетики. В качестве одной из определяющих величин теплопроводность входит в критериальные уравнения гидродинамики и теплообмена, теплопроводность используют для интерпретации сил межмолекулярного взаимодействия и процессов молекулярного переноса.

В технику низких температур в XXI веке вошли альтернативные рабочие вещества – гидрофторхлоролефины (ГФХО) с перспективой к 2035 году заменить существующие хладагенты – гидрофторуглероды, обладающие недопустимым потенциалом глобального потепления.

Экспериментальное исследование коэффициента теплопроводности сложный в реализации процесс. Масштаб подобных исследований уступает масштабу работ, например, в области термических свойств. К примеру, в обзоре исследований ГХФО с 2000 года, опубликованном в 2018 г. [1] отмечены три работы по теплопроводности, по  $\rho\nu T$  свойствам – их более 40.

Актуальны оценки имеющейся по галоолефинам информации о теплопроводности насыщенной жидкости.

Основные физико-химические характеристики гидрофторхлоролефинов и экспериментальные данные по теплопроводности опубликованы в [3-8].

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

Температурную зависимость теплопроводности жидкостей на линии насыщения представляют в форме связи симплексов.

Температурную зависимость теплопроводности жидкостей на линии насыщения представляют в форме связи симплексов. В работе Риделя для описания теплопроводности жидкости предложена зависимость [9, 10]

$$\frac{\lambda}{\lambda_{кр}} = 1 + 6,7(1 - \tau)^{\frac{2}{3}}, \quad (1)$$

где  $\tau = \frac{T}{T_{кр}}$ ,  $T_{кр}$  – критическая температура  $\lambda_{кр}$  – теплопроводность при  $T_{кр}$ .

В формуле Шнейдера [10]

$$\frac{\lambda}{\lambda_{кр}} = 1 + 4,2(1 - \tau)^{\frac{5}{6}}, \quad (2)$$

здесь  $\lambda_{кр}$  – теплопроводность жидкости при критической температуре,  $T_{кр}$  – температура критической точки.

Основываясь на представлениях о механизме переноса теплоты в жидкостях посредством гиперракетических дебаевских волн предложено понятие критериальной единицы теплопроводности [9, 10]

$$\lambda^* = \frac{Ru}{N^{\frac{1}{3}}} \left( \frac{\eta}{M} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (3)$$

где  $u$  – скорость звука,  $R$  – газовая постоянная,  $N$  – число Авогадро.

Соответственно описание температурной зависимости теплопроводности в аспекте теории термодинамического подобия предполагает зависимость

$$\frac{\lambda}{\lambda^*} = f(\tau), \quad (4)$$

где  $\tau = \frac{T}{T_{кр}}$ , – критериальная единица теплопроводности.

По Филиппову

$$\lambda^* = \left( \frac{RT_{кр}}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{V_{кр}}{N} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad (5)$$

Латини [11] использовал зависимость

$$\frac{\lambda}{\lambda^*} = Ar \frac{T_0^\alpha}{M^\beta T_{кр}^\gamma} \quad (6)$$

где  $A, \alpha, \beta, \gamma$  – табулированные постоянные.

Теплопроводность жидкости с точки зрения теории термодинамического подобия связана с тепловым движением молекул.

В данной работе оценки теплопроводности жидкости проводилась на основе апробированной зависимости [12]

$$\lambda^* = \frac{1}{\xi Gu^4} \quad (7)$$

где  $\xi = \frac{M^{\frac{1}{2}} T_{кр}^{\frac{1}{6}}}{P_{кр}^{\frac{2}{3}}}$ ,  $Gu = \frac{T_{кр}}{T_0}$ ,  $Gu$  – число Гульберга,

$T_0$  – температура кипения при нормальном давлении, К.

В табл.3 приведены значения комплекса  $\xi$  и числа Гульберга.

Роль стереоизомерии рассмотрена на примере стереоизомеров R-1234ze(E) и R-1234ze(Z).

Позволяет скорректировать данные по теплопроводности этих изомеров введение множителя

$$\alpha = \frac{T_0^{\text{чис}}}{T_0^{\text{транс}}}. \text{ Обобщенное уравнение (8) в этом слу-}$$

чае для расчета теплопроводности цис- изомера R-1234ze(Z) имеет вид:

$$\frac{\lambda}{\lambda^*} = (A + B\tau_0)\alpha \quad (9)$$

Для рассматриваемых изомеров  $\alpha=1,113$ . Коэффициенты  $A$  и  $B$  в уравнении (9) получены обобщением данных по теплопроводности трансизомеров, представленных в табл.1:  $A=2,3829$ ,  $B= -1,1566$ . Результаты расчетов теплопроводности цис- изомера по данным для трансизомера) R-1234ze(Z) представлены в табл.1.

Табл.1.

Сравнение расчетных и опытных значений теплопроводности R-1234ze(Z)

$\tau_0$	$\lambda'_{\text{расч}}$	$\lambda_{\text{экс}}$	$\tau_0$	$\lambda'_{\text{расч}}$	$\lambda_{\text{экс}}$
1,0023	91,66	94,05	1,1436	79,42	80,87
1,0377	88,60	90,81	1,179	76,35	77,03
1,0731	85,52	87,82	1,2144	73,28	73,91
1,1082	82,48	83,79			

Отклонение опытных данных по R-1234ze(Z) от расчетных не превышает 2,5% в области  $1,0023 < \tau_0 < 1,2144$ .

Не удалось проверить данные для R-1224yd(Z), поскольку отсутствует информация о теплопроводности и термодинамических параметрах R-1224yd(E).

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ экспериментальных данных по теплопроводности на линии насыщения жидкости 2,3,3,3-тетрафторпропена, транс-1,3,3,3-тетрафторпропена, цис-1,3,3,3-тетрафторпропена, транс-1-хлор-3,3,3-трифторпропена и цис-1-хлор-2,3,3,3-тетрафторпропена. Предложены для расчета теплопроводности цис- и транс- изомеров галоолефинов, использующиеся в качестве исходной информации сведения о физико-химических характеристиках ГХФО. Проведенные расчеты рассмотрены с точки зрения согласования с экспериментальными результатами. Отмечено влияние транс и цис- изомерии на теплопроводность галопропенов.

Уравнение (9) позволяет в принципе априорно оценивать теплопроводность трансизомеров ГХФО, а при известных данных о  $T_0$  рассчитывать и теплопроводность цис- изомеров. Точность подобных прогнозов, разумеется, можно оценить только после появления новых экспериментальных работ по галопропенам, но, тем не менее, расчеты по теплопроводности R-1234ze(Z) и R-1234ze(E) создают возможность проводить, по крайней мере, оценочные расчеты.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bobbo S., Di Nicola G., Zilio C., Brown J., Fedele L.** Low GWP halocarbon refrigerants: A review of thermophysical properties, *Int. J. of Refrigeration*, 90 (2018), pp. 181-201
2. AGC Chemicals, Ltd, 2016, AMOLEATM yd, A non-flammable, low GWP HCFO refrigerants, Catalog AMOLEA YD Eng. 09-2016
3. **M.J. Alam, M.A. Islam, K. Kariya, M. Miryara** Measurement of thermal conductivity and correlations at saturated state of refrigerant trans-1-chloro-3,3,3-trifluoropropene (R-1233zd(E)). *Int. J. Refrig.*, 90 (2018), pp 174-180.
4. **M.J. Alam, K. Yamaguchi, Y. Hori, K. Kariya, A. Miyara** Measurement of thermal conductivity and viscosity of cis-1-chloro-2,3,3,3-tetrafluoropropene (R-1224yd(Z)). *Int. J. Refrig.*, 104 (2019), pp 221-228
5. **H. Ishida, S. Mori, K. Kariya, A. Miyara** Thermal conductivity measurements of low GWP refrigerants with hot-wire method. 24 th Int. Congress of Refrigeration (ICR), Yokohama, August 16-22, 2015, Japan (2015)
6. **R.A. Perkins, M.L. Huber** Measurement and correlation of the thermal conductivity of 2,3,3,3-tetrafluoroprop-1-ene (R1234yf) and trans-1,3,3,3-tetrafluoropropene (R1234ze(E)). *J. Chem. Eng. Data* 2011, 56, 12, 4868–4874
7. **R.A. Perkins, M.L. Huber, M.J. Assael** Measurements and correlation of the thermal conductivity of trans-1-Chloro-3,3,3-trifluoropropene (R1233ze(E)) *J.Chem. Eng-Data*, 62(2017), pp 2659-2665.
8. **A.J. Grebenkov, R. Hulse, H. Pham, R. Singh** Physical properties and equation of state for trans-1,3,3,3-tetra fluoro propene 3rd IIR conference on thermophysical properties and transfer processes of Refrigerants (2009) pp 23-26
9. **Филиппов Л.П.** Прогнозирование теплопроводности жидкостей. – 1987 ИФЖ, т.53, август, №2, с. 328-336.
10. **Филиппов Л.П.** Прогнозирование теплофизических свойств жидкостей и газов. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 168 с.
11. **G. Latini, M. Sotte** Thermal conductivity of refrigerants in the liquid state: a comparison of estimation methods. *Int. J. Refrig*, 35 (2012), pp 1377-1383
12. **Цветков О.Б., Лаптев Ю.А.** Априорные расчеты теплопроводности жидких гидрофторуглеродов. // Вестник МАХ. – 2013- №3, с. 43-45
13. **Филиппов Л.П.** Подобие свойств веществ. М. Изд. Московского университета, 1978, 256 с.
14. **Цветков О.Б.** Теплопроводность холодильных агентов. – Л.: Изд-во Ленинградского ун-та, 1984. – 230 с.
15. **Цветков О.Б., Митропов В.В., Лаптев Ю.А.** Теплопроводность жидких гидрохлорфторпроизводных олефинов. Корреляция и априорные оценки, Вестник МАХ, 3 (2020), с. 75-80

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В СТРУКТУРНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛАХ С ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Создание новых структурно-чувствительных материалов на основе нанотехнологий – важное направление развития современного материаловедения. Таким материалам присущи уникальные физико-механические свойства, существенно отличающиеся от свойств однородных материалов. В связи с этим развитие методов математического моделирования, позволяющих устанавливать фундаментальные зависимости макро-характеристик структурно-чувствительных материалов с их структурой, является важным этапом создания и использования. Как известно, классические модели механики сплошной среды не учитывают особенностей структуры материала [1, 2]. В связи с этим активно развиваются модели обобщенной механики сплошной среды, которые позволяют модифицировать классические математические модели термомупругости для описания новых микро- и нано-сред. Одна из популярных математических теорий для описания структурно-чувствительных материалов предложена А.К. Эрингеном [3]. Данная теория получила название «нелокальная теория А.К. Эрингена» [4-6]. При участии авторов данной статьи была изучена одномерная и двумерная теплопроводность в нелокальных средах [7-11]. Было показано, что построенные математические модели согласуются с экспериментальными данными [6, 11], и учет процессов, происходящих на микро- и наноуровне, оказывает существенное влияние на распределение теплоты.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Уравнение теплопроводности, учитывающее нелокальность среды, имеет вид [9]:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = p_1 \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda_{ij}^{(r)} \frac{\partial T(\bar{x}, t)}{\partial x_j} + p_2 \lambda_{ij}^{(r)} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_V \varphi(|\bar{x}' - \bar{x}|) \frac{\partial T(\bar{x}', t)}{\partial x'_j} dx'_j. \quad (1)$$

Данное уравнение позволяет математически согласовать градиенты температурного поля на границах структурных элементов. Уравнение (1) с заданными граничными и начальными условиями позволяет описать процесс распространения теплоты в структурно-чувствительных материалах.

Функция влияния  $\varphi(|\bar{x}' - \bar{x}|)$  использована в моделях, предложенных А.К. Эрингеном [3] для решения задач теории упругости и основанных на идее, что дальнедействующие силы, которые отве-

чают за нелокальное деформирование материала в данной точке пространства, адекватно описываются с использованием функции расстояния  $\varphi(|\bar{x}' - \bar{x}|)$ , убывающей с ростом  $|\bar{x}' - \bar{x}|$ . Область влияния нелокальности в двумерных задачах для изотропных материалов представляет собой окружность радиуса  $r$ , а функция влияния может быть задана в виде:

$$\varphi(|\bar{x}' - \bar{x}|) = \frac{1}{\pi r^2} \exp\left(-\frac{|\bar{x}' - \bar{x}|^2}{r^2}\right).$$

Помимо структурно-чувствительных материалов в современном мире в качестве конструкционных и функциональных материалов в различных приборах и устройствах находят широкое применение композиты, состоящие из матрицы и включений различной формы. Исследованию теплофизических свойств композитов посвящено значительное число работ [12-15], в том числе и при участии авторов данной статьи [16, 17]. Однако классические математические модели композитов не учитывают неоднородность градиента температурного поля на границе матрицы и включений. В связи с этим матрица может быть представлена структурно-чувствительным материалом с различного рода включениями.

Рассмотрим тепловое взаимодействие отдельно взятого эллипсоидального включения с неограниченным объемом окружающей его матрицы. Оценка эффективного коэффициента теплопроводности для такого композита имеет вид [17]:

$$\tilde{\lambda}_k = \frac{1 + (\bar{\lambda} - 1)(D_k^o + (1 - D_k^o)C_V)}{1 + (\bar{\lambda} - 1)D_k^o(1 - C_V)}, \quad k = \overline{1, 3}, \quad (2)$$

где  $\bar{\lambda} = \lambda_0 / \lambda$  – отношение коэффициента теплопроводности включения к коэффициенту теплопроводности матрицы,  $D_k^o$  – отвечает за геометрию включений и может быть вычислена, как:

$$D_k^o = \frac{b_1 b_2 b_3}{2} \int_0^\infty \frac{du}{(b_k^2 + u)f(u)},$$

$$f(u) = \sqrt{(b_1^2 + u)(b_2^2 + u)(b_3^2 + u)}$$

где  $b_1, b_2, b_3$  – полуоси эллипсоида.

Для описания процесса распространения теплоты в композите с включениями в виде эллипсоидов вращения используем уравнение теплопроводности (1) с граничными и начальными условиями. В качестве главных значений компонент тензора теп-

лопроводности  $\lambda_{ij}^{(T)}$  возьмем эффективные коэффициенты теплопроводности (2). Предполагается, что включения в виде эллипсоидов вращения будут создавать неоднородность поля температур схожую по форме с эллипсом. В связи с этим функция влияния для ортотропного материала может быть выбрана в виде:

$$\varphi(|\bar{x}' - \bar{x}|) = \frac{1}{\pi b_1^2 b_2^2} \exp\left(-\frac{|x_1' - x_1|^2}{b_1^2}\right) \exp\left(-\frac{|x_2' - x_2|^2}{b_2^2}\right).$$

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена математическая модель композита с эллиптическими включениями, которая обобщает исследования авторов статьи в области изучения теплофизических свойств композитов и структурно-чувствительных материалов. Авторами проведено сравнение распределения температуры в классических и нелокальных средах, армированных эллиптическими включениями. Проанализировано влияние параметров среды и формы включений на тепловые процессы в нанокompозите. Расчеты выполнены в зарегистрированном авторами статьи программном комплексе Non-LocalFEM, позволяющем находить распределения теплоты в нелокальных средах при помощи решения интегро-дифференциального уравнения (1) с заданными граничными и начальными условиями методом конечных элементов.

## 7. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (проект № 0705-2020-0032).

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$\rho$  – плотность материала, кг/м<sup>3</sup>;

$c$  – теплоемкость материала, Дж/К;

$T(\bar{x}, t)$  – абсолютная температура, К;

$q_i(\bar{x}, t)$  – проекция вектора плотности теплового потока на ось  $Ox_i$ , Вт/м<sup>2</sup>;

$x_i$  – пространственная координата, м;

$t$  – время, с;

$\lambda_{ij}^{(T)}$  – компоненты тензора теплопроводности, Вт/(м·К);

$C_v$  – объемная концентрация включений;

$p_1, p_2$  – весовые доли влияния нелокальности,

$p_1 + p_2 = 1$ ;

$\varphi(|\bar{x}' - \bar{x}|)$  – функция влияния нелокальности,

$\int_V \varphi(|\bar{x}' - \bar{x}|) d\bar{x}' = 1.$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gopalakrishnan S., Narendar S.** Wave Propagation in Nanostructures. Nonlocal Continuum Mechanics Formulations. New York. Springer, 2013.
2. **Алымов М.И., Зеленский В.А.** Методы получения и физико-механические свойства объемных нанокристаллических материалов. Москва. ЭЛИЗ, 2007. 148 с.
3. **Eringen A.C.** Nonlocal continuum field theories. New York-Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2002. 376p
4. **Pisano A.A., Fuschi P.** Closed forms solution for a nonlocal elastic bar in tension[J] // International journal of Solids and Structures. 2003. Vol.40. P.13-23.
5. **Polizzotto C.** Nonlocal elasticity and related variational principles // Int. J. Solids Struct. 2001. Vol. 38. P. 7359-7380.
6. **Zhe Lu, Guanlin Lyu, Abhilash Gulhane** and others. Experimental and Modeling Studies of Bond Coat Species Effect on Microstructure Evolution in EBPVD Thermal Barrier Coatings in Cyclic Thermal Environments // Coatings. 2019. Vol. 9. P. 626-640.
7. **Kuvyrkin G.N., Savelyeva I.Y., and Sokolov A.A.** Features of the software implementation of the numerical solution of stationary heat equation taking into account the effects of nonlocal finite element method // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1479.
8. **Savelyeva I.Y., Cherednichenko A.V. and Shukhtin A.P.** Stress-strains state calculation of a rod at uniaxial tension with non-local effects // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2019. Vol.489 (012025).
9. **Kuvyrkin G.N., Savelyeva I.Y., Kuvshynnikova D.A.** Mathematical model of the heat transfer process taking into account the consequences of nonlocality in structurally sensitive materials // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2018. Vol. 991(1).
10. **Kuvyrkin G.N., Savel'eva I.Y., Kuvshinnikova D.A.** Nonstationary heat conduction in a curvilinear plate with account of spatial nonlocality // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2019. Vol. 92. № 3. pp. 608-613.
11. **Kuvyrkin G.N., Savelyeva I.Y., Kuvshynnikova D.A.** Nonlocal dynamic temperature stress simulation // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2021. Vol. 1902 Art.no 012015.
12. **Sadeghian H., Goosen H., Bossche A., Thijsse B., Van Keulen F.** On the size-dependent elasticity of silicon nanocantilevers: Impact of defects // J. Phys. Appl. Phys. Vol. 2011. No. 44.
13. **Li C., Chou T.W.** A structural mechanics approach for the analysis of carbon nanotubes // Int. J. Solids Struct. 2003. Vol. 40. P. 2487-2499.
14. **Кристенсен Р.** Введение в механику композитов: Пер. с англ. М.:Наука, 1982. 336 с.
15. **Трофимов Н.Н., Канович М.З., Карташов Э.М.** и др. Физика композиционных материалов. В 2-х т. Т. 1. М.: Мир, 2005. 456 с.
16. **Головин Н.Н., Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н.** Смесьевые модели механики композитов. Ч. 1. Термомеханика и термоупругость многокомпонентной смеси // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2009. № 3. С. 36-49.
17. **Зарубин В.С., Кувыркин Г.Н.** Эффективные коэффициенты теплопроводности композита с эллипсоидальными включениями // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2012. №3. С. 76-85.

## РАСЧЕТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЁРДЫХ ТЕЛ МЕТОДОМ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ПРИБЛИЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

### АННОТАЦИЯ

В работе разработан метод Монте-Карло для моделирования взаимодействий фонон - фононов для кремния в двухмерном пространстве. Соответственно, получены теплопроводности кремния при разных температурах (100 К, 300 К, 1000 К) методом последовательных приближений на основе метода Монте-Карло с учетом поляризации фонона и процессов трёхфононных взаимодействий. Показано хорошее совпадение с известными экспериментальными данными и результатами расчётов методом «из первых принципов» других авторов.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В полупроводниках теплопроводность происходит за счет колебаний решетки, которые производят кванты упругих волн, называемые фононами. Таким образом, исследование механизмов рассеяния фононов является необходимым при изучении переноса тепла в наноструктурах. Обычно в транспортном уравнении Больцмана (ВТЕ), включая его наиболее современную форму – фононное уравнение Больцмана [1], не разделяют N – и U – процессы взаимодействия фононов. Однако, это необходимо, потому что первые являются упругими, а вторые – неупругими. Такая возможность разделения этих процессов возникает, если использовать предложенный в работе [2] оригинальный метод определения теплопроводности твёрдых тел. Не используется транспортное уравнение Больцмана. Вместо этого предложено определять коэффициенты диффузии фононов в собственном газе с помощью метода Монте-Карло в рамках схемы, соответствующей анализу самодиффузии в классических газах [3]. В других известных работах, в которых используется метод Монте-Карло для расчёта теплопроводности [4-5], также прибегают к серьёзным упрощениям.

В данной работе сделан расчёт диффузии фононов в собственном газе методом Монте-Карло впервые с учётом законов сохранения квазиимпульса и энергии при взаимодействиях фононов. Это позволило получить отдельно влияние упругих и неупругих процессов взаимодействия фононов на теплопроводность.

### 2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

#### 2.1. Физика фононов

Фононами являются кванты упругих волн, распространяющихся в твёрдых телах. Это квазичастицы с нулевой массой, энергия которых равна  $\hbar\omega$ , квазиимпульс  $\hbar\mathbf{k}$ , скорость  $\mathbf{v} = \partial\omega/\partial\mathbf{k}$ , где  $\omega(\mathbf{k})$  - дисперсионные соотношения, описывающие колебания решётки атомов изучаемого материала. При моделировании рассматривается полиномиальная аппроксимация реальных дисперсионных соотношений, полученных из эксперимента [6] в направлении [100] кристаллической решетки, где существует два типа акустических фононов: продольные и поперечные вырожденные.

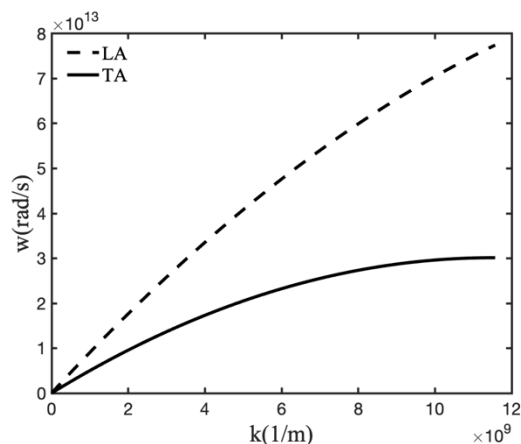


Рис. 1. Дисперсионное соотношение для кремния в направлении [100] кристаллической решетки [6].

Взаимодействие фононов – либо распад исходного фонона на два, либо слияние этого фонона с другим фононом, и появление нового фонона (рис. 2).

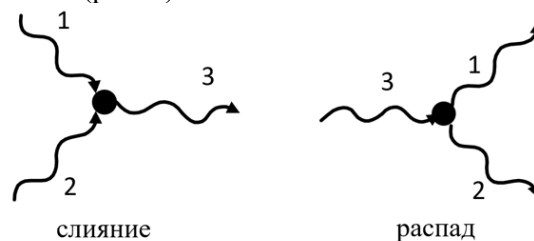


Рис. 2. Схема трёхфононных взаимодействий: слияние и распад.

Закон сохранения энергии и квазиимпульса фононов для N - процессов U - процессов. В основе трехфононных взаимодействий лежат законы сохранения энергии и импульса.

$$\omega_1 + \omega_2 \leftrightarrow \omega_3 \quad (1)$$

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \leftrightarrow \mathbf{k}_3 \quad (2)$$

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \leftrightarrow \mathbf{k}_3 + \mathbf{G} \quad (3)$$

Здесь (2) – закон сохранения квазиимпульса в ходе N - процесса, (3) – сохранение квазиимпульса в ходе U - процесса, когда  $|\mathbf{k}_3|$  по абсолютной величине оказывается больше максимального значения волнового вектора  $k_{\max}$ , то есть выходит за пределы зоны Бриллюэна. Фононы с такими значениями волновых векторов не существуют. При этом  $|\mathbf{G}| = 2\pi/a$ . ( $a$  – постоянная решётки). Вектор  $\mathbf{G}$  обеспечивает нахождение вектора  $\mathbf{k}_3 + \mathbf{G}$  внутри зоны Бриллюэна, а также сохранение энергии.

## 2.2. Алгоритм метода Монте-Карло

Авторами развита модель расчёта диффузионных процессов методом Монте-Карло [7,8] с учётом следующих факторов.

1) Рассмотрены тройные взаимодействия распада и слияния фононов.

2) Учтены нормальные процессы взаимодействия и процессы с перебросом.

3) Рассмотрены процессы взаимодействия поперечных TA и продольных LA акустических фононов:  $TA + TA \leftrightarrow LA$ ,  $TA + LA \leftrightarrow LA$ .

4) Средние времена между последовательными взаимодействиями фононов рассчитаны «из первых принципов» [9].

5) Реальные дисперсионные соотношения получены из аппроксимации экспериментальных данных [6].

6) Принимается, что газ находится в состоянии равновесия, функция распределения Бозе – Эйнштейна.

Блок-схема описанного алгоритма представлена на рис. 3. Программа расчета реализована в MATLAB.

## 2.3. Расчет теплопроводности методом последовательных приближений

Задача расчета теплопроводности разбивается на следующие этапы. Во-первых, необходимо получить времена релаксации в соответствии с блок схемой (рис. 3) для разных трёхфононных процессов взаимодействия и поляризаций фононов. Во-вторых, отдельно рассчитываются зависимости времени релаксации от частоты фононов и температуры для разных

процессов фонон-фононных взаимодействий. В заключении проводится расчет теплопроводности по известному соотношению

$$\kappa = \frac{1}{3} \sum_j \int_0^{\omega_{\max,j}} \hbar \omega \frac{df_0}{dT} D_j v_{g,j} l_j d\omega \quad (4)$$

где суммирование ведется по поляризации  $j$ ;  $\kappa$  – теплопроводность, Вт/(м·К);  $\omega$  – частота фонона, рад/с;  $\omega_{\max}$  – частота фонона на границе зоны Бриллюэна (максимальная возможная энергия), рад/с;  $f_0$  – равновесная функция распределения Бозе-Эйнштейна;  $T$  – температура, К;  $D$  – функция плотности состояний;  $l$  – длина пробега (по алгоритму, рис. 3), м.

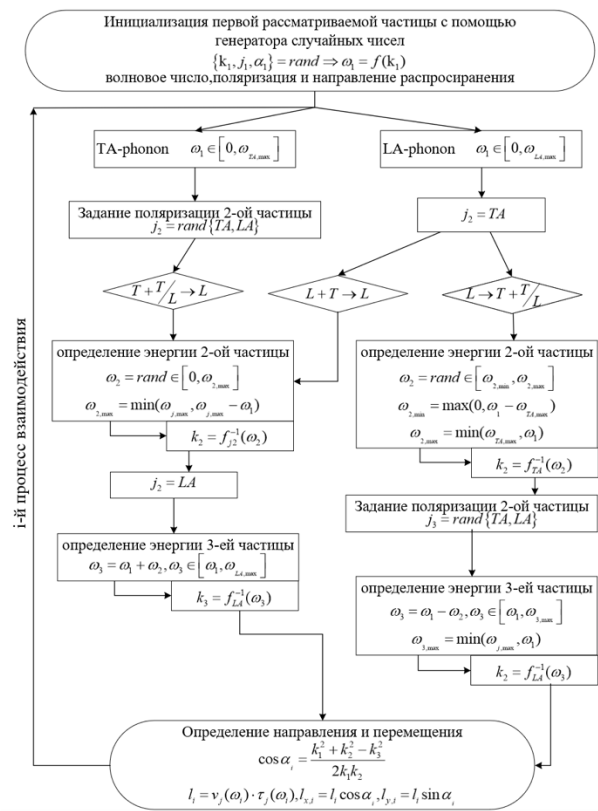


Рис. 3. Блок-схема алгоритма, отвечающего за моделирование взаимодействия фононов.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

### 3.1. Траектории распространения фононов при разных температурах

Предложенный алгоритм диффузии (рис. 3) позволяет визуализировать траектории фононов в результате последовательных актов столкновений. При этом, так как в результате каждого акта распада образуется несколько новых фононов, то для дальнейшего расчета случайным образом выбирается лишь один из них. результаты расчета траекторий фононов для разных температур представлены на

рис. 4. Можно заметить, во-первых, что при увеличении температуры с 100 К до 1000 К наблюдается уменьшение длины пробега фононов между последовательными актами взаимодействия. Во-вторых, наблюдаются кластеры, внутри которых фононы имеют малую длину свободного пробега; а между ними – длинные треки, соединяющие кластеры.

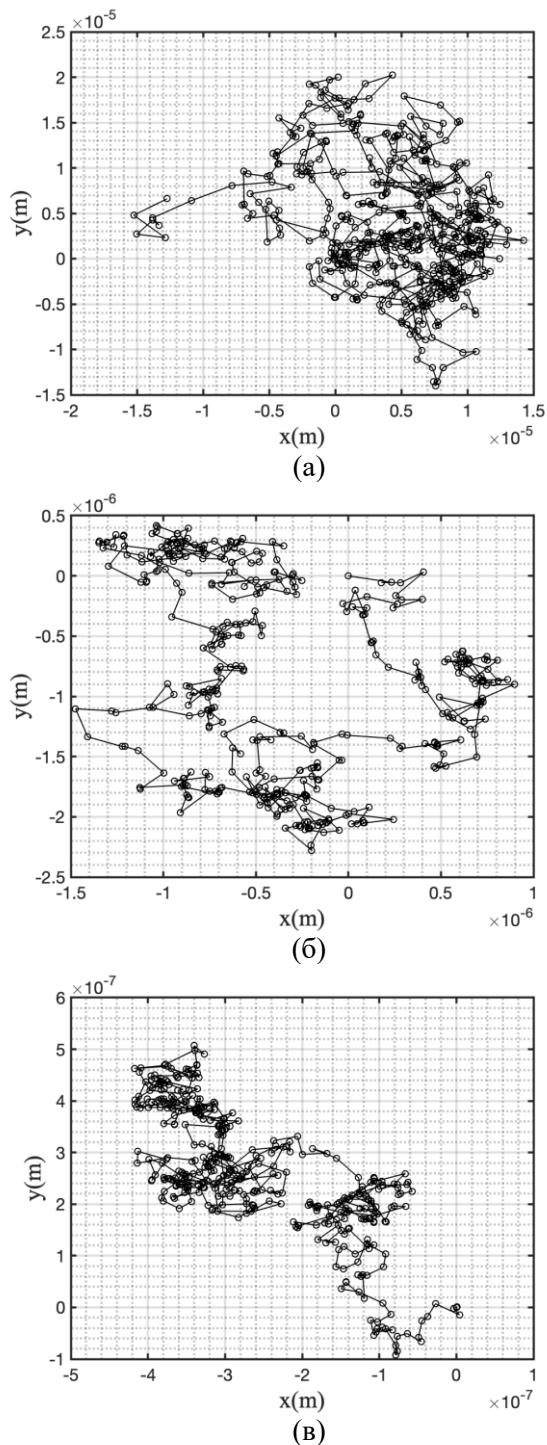


Рис. 4. Траектории диффузии фононов в двумерном пространстве. а) Траектории диффузии фононов при 100 К. б) Траектории диффузии фононов при 300 К. в) Траектории диффузии фононов при 1000 К.

Для анализа влияния диффузии фононов на

теплопроводность в таблице 1 представлены средние значения скоростей фононов, длин свободного пробега и соответствующие значения коэффициента теплопроводности. Видно, что уменьшение длины свободного пробега фононов ведёт к соответствующему уменьшению теплопроводности.

Таблица 1. Параметры взаимодействия фононов.

Температура, К	100	300	1000
групповая скорость, м/с	7067	6974	6960
длина свободного пробега, м	7.837e-7	4.103e-8	8.418e-9
теплопроводность, Вт/(м·К)	1030	156.97	41.91

### 3.2. Времена трёхфононных взаимодействий

На рис. 5 представлены зависимости времени релаксации от частоты фононов, полученные на разных итерациях.

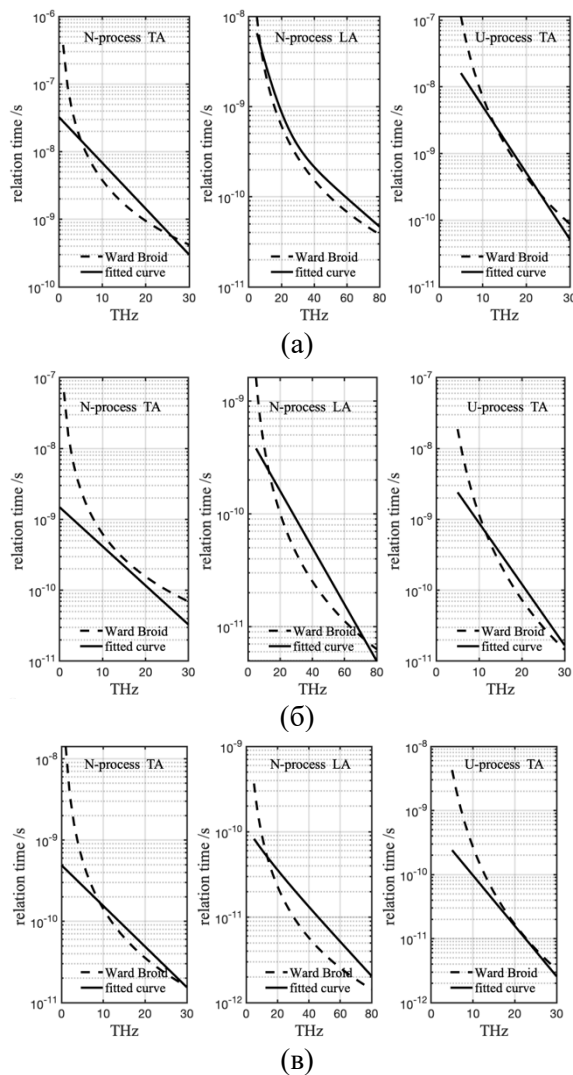


Рис. 5. Зависимости времени релаксации от частоты фононов. а) первая итерация; б) вторая итерация; в) третья итерация.

Детализация значений средних скоростей фононов, длин свободного пробега фононов и значений коэффициента теплопроводности для рассматриваемых температур (100 К, 200 К, 1000 К) представлены в табл. 2 для первой итерации, в табл. 3 для второй итерации и табл. 4 – для третьей.

Таблица 2. Параметры взаимодействия фононов и теплопроводность при первой итерации.

Температура, К	100	300	1000
групповая скорость, м/с	7067	6974	6960
длина свободного пробега, м	7.837e-7	3.675e-8	7.778e-9
теплопроводность, Вт/(м·К)	1030	140.59	38.72

Таблица 3. Параметры взаимодействия фононов и теплопроводность при второй итерации.

Температура, К	100	300	1000
групповая скорость, м/с	7067	6974	6960
длина свободного пробега, м	7.837e-7	3.985e-8	7.320e-9
теплопроводность, Вт/(м·К)	1030	152.449	36.44

Таблица 4. Параметры взаимодействия фононов и теплопроводность при третьей итерации.

Температура, К	100	300	1000
групповая скорость, м/с	7067	6974	6960
длина свободного пробега, м	7.837e-7	3.909e-8	7.111e-9
теплопроводность, Вт/(м·К)	1030	149.53	35.49

Сравним результаты расчетов третьей итерации с результатами расчетов Минго [10], которые показаны на рис. 6.

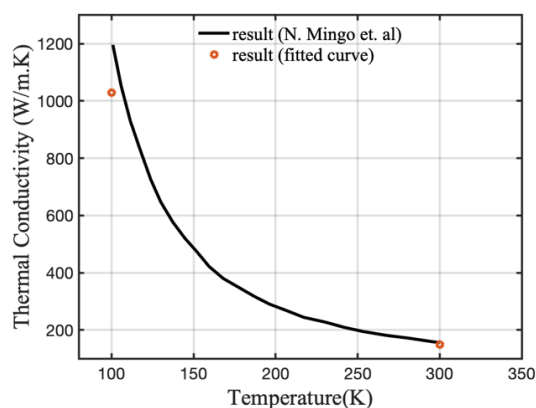


Рис. 6. Сравнение результатов расчетов третьей итерации (показаны точками) с результатами расчетов Минго [10] (сплошная линия).

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен новый метод анализа кинетики фононного газа, основанный на прямом Монте-Карло моделировании. Результаты расчетов показали, что диффузия фононов является броуновской при условии ограничения на минимальные значения возможных частот фононов. Получены траектории фононов, а также значения длин свободного пробега фононов методом последовательных приближений на основе метода Монте-Карло. Результаты расчета теплопроводности, полученные после трех итераций, хорошо согласуются с экспериментальными данными и результатами расчета «из первых принципов» [10].

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Баринову А.А. и магистру Лю Шисян с кафедры «Теплофизика» МГТУ им. Н.Э. Баумана за помощь в подготовке иллюстраций и оформлении доклада.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Garg J., Bonini N. and Mazari N.** First-Principles Determination of Phonon Lifetimes, Mean Free Paths, and Thermal Conductivities in Crystalline Materials: Pure Silicon and Germanium // Length – Scale Dependent Phonon Interactions NY: Springer. 2014. P. 115 – 136.
2. **Kukita K. and Kumakura K.** Monte Carlo simulation of phonon transport in silicon including a realistic dispersion relation // J. Appl. Phys. 2016. Vol. 114, No. 15. P. 154312.
3. **Бекман И.Н.** Математика диффузии // ОнтоПринт. 2016. Москва. 400 с.
4. **Mazumder S. and Majumdar A.** Monte Carlo Study of Phonon Transport in Solid Thin Films Including Dispersion and Polarization // ASME. J. Heat Transfer. 2001. Vol. 123, No. 4. P.749-759.
5. **Lacroix D., Joulain K., Lemonnier D.** Monte Carlo transient phonon transport in silicon and germanium at nanoscales // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 064305.
6. **Updated Model for Thermal Conductivity Calculation of Thin Films of Silicon and Germanium / A.A. Barinov, B. Liu, V.I. Khvesyuk and K. Zhang // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83, Issue 10. P. 1538-1548.**
7. **Khvesyuk V.I., Qiao W. and Barinov A.A.** Modeling of phonon diffusion using a Monte-Carlo method based on physics of phonon // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1368. P. 042051.
8. **Khvesyuk V.I., Qiao W. and Barinov A.A.** The effect of phonon diffusion on heat transfer // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1385. P.012046.
9. **Ab initio** theory of the lattice thermal conductivity in diamond / A. Ward, D.A. Broido, D.A. Stewart, G. Deinzer // Phys Rev B. 2009. Vol. 80. P. 125203.
10. **Shindé S.L. and Srivastava G.P.** Length – Scale Dependent Phonon Interactions. NY: Springer. 2014. P.137 – 173.



## ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПРИВОДА ИЗ МАТЕРИАЛА С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Перспективы развития космической техники в настоящее время тесно связаны с созданием принципиально новых крупногабаритных трансформируемых космических конструкций. Усложнение конструктивных схем и габаритов современных трансформируемых космических систем вследствие повышения их эксплуатационных функциональных возможностей приводит к необходимости совершенствования их массовых характеристик [1,2]. Дальнейшее совершенствование массовых характеристик трансформируемых космических конструкций возможно с использованием материалов с эффектом памяти формы для создания приводов, обеспечивающих управляемое безударное их раскрытие из транспортного состояния в рабочее положение. Управляющим воздействием для привода из материала с эффектом памяти формы является температурное поле. Таким образом одной из главных задач при разработке подобных конструкций является создание модели теплового режима привода из материала с эффектом памяти формы. В данной работе представлена математическая модель подобного привода, а также сравнение её с экспериментально полученными данными.

### 2. МАТЕРИАЛ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ

#### 2.1. Эффект памяти формы

Эффект памяти формы основан на фазовых превращениях мартенсит-аустенит в материале. Если при температуре выше температуры конца обратных мартенситных превращений материалу придать некоторую исходную форму, затем, после охлаждения до температуры ниже конца прямых мартенситных превращений, данный материал продеформировать, то при последующем нагреве до температуры выше температуры конца обратных мартенситных превращений данный материал вернется к своей первоначально заданной форме [3,4]. Восстанавливаемая деформация во многом зависит от химического состава материала. Для данного исследования был выбран эквиатомный никелид титана, так как он имеет один из лучших показателей по проценту восстанавливаемых деформаций, а также имеет удобные для экспериментальных исследований температуры фазовых превращений.

#### 2.2. Описание привода

В качестве активного элемента привода была выбрана проволока из эквиатомного никелида титана диаметром 1,5 мм и длиной в 160 мм. Рассматривались линейное удлинение привода. Активный элемент привода деформировался на 10% относительно начальной длины (рис. 1).

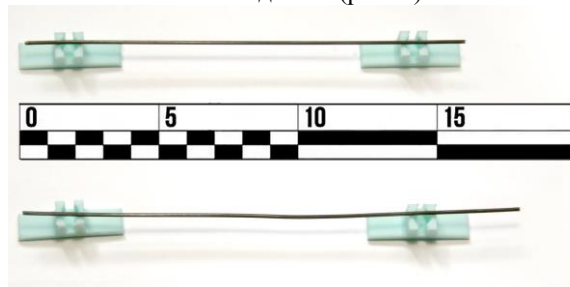


Рис. 1. Проволока из никелида титана. До деформации(сверху) и после деформации(снизу)

Затем производился нагрев пропусканием постоянного электрического тока через активный элемент или с помощью увеличения температуры окружающей среды. В ходе экспериментов синхронизировано фиксировались такие параметры как температура активного элемента и изменение его длины, что является показателем прохождения фазовых превращений в материале.

#### 2.3. Описание экспериментальных установок

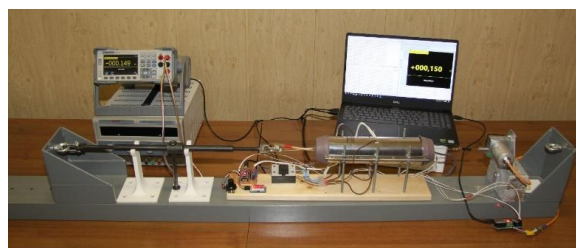


Рис. 2. Установка для измерения температуры начала обратных мартенситных превращений

Для контролируемого нагрева, активный элемент помещался в термокамеру (рис. 2). Рабочая зона термокамеры имеет цилиндрическую форму диаметром 50 мм и длиной 200 мм. Для нагрева используется керамический нагреватель, работающий от сети 220 вольт и позволяющий прогреть рабочую зону до 250 градусов Цельсия. Нагрев камеры происходит по всей площади цилиндрической поверхности, торцы заглушаются силиконовыми пробками для уменьшения влияния конвективного теплообмена. Перемещение измеряется с помощью промышленного датчика перемещений, точность измерения которого составляет 0,01 мм.

Датчик основан на переменном резисторе и передаёт данные на ПК с частотой в 10 Гц.

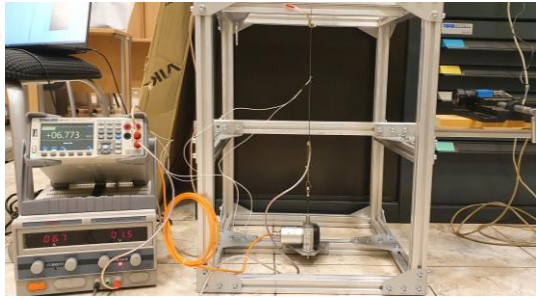


Рис. 3. Установка для экспериментов с нагревом активного элемента электрическим током

Нагрев активного элемента электрическим током проводился на установке, показанной на рисунке 3. Для нагрева использовался источник постоянного тока с регулировкой мощности. Для фиксирования значений тока использовался универсальный цифровой вольтметр, который подключался в цепь в режиме амперметра. Значения тока необходимо фиксировать, так как при нагреве изменяется электрическое сопротивление активного элемента, что влияет на динамику нагрева [5]. При проведении эксперимента для измерения температуры использовался датчик термопары, установленный непосредственно на активный элемент, а также тепловизор, измеряющий излучение активного элемента в ИК-диапазоне.

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Уравнение энергетического баланса:

$$cm(T_2 - T_1) = RI^2\Delta t - \varepsilon\sigma_0ST_1^4\Delta t - Q$$

Изменение внутренней энергии привода равно энергии поступившей от нагрева электрическим током, минус потери энергии от радиационного теплообмена и минус энергия, затраченная на фазовые превращения [6-9].

Расчёт проводится по шагам по времени. На каждом шаге рассчитывается  $Q'$  - энергия ушедшая на фазовое превращение за  $\Delta t$ :

$$Q' = k * (RI^2\Delta t - \varepsilon\sigma_0ST_1^4\Delta t)$$

Величина данной энергии равна разнице тепловой энергии тока за  $\Delta t$  и энергии, отведенной за счет радиационного теплообмена за  $\Delta t$ .

Коэффициент  $k$  ( $0 \div 1$ ), определяемый экспериментально, показывает какая часть энергии уходит на фазовые превращения, так как некоторая часть энергии продолжает идти на нагрев.

Затем от суммарной скрытой теплоты мартенситного превращения  $Q$ , необходимой для полного перехода привода в аустенитное состояние, на каждом шаге отнимается  $Q'$  до тех пор пока  $Q$  не станет  $\leq 0$ , что означает максимальное срабатывание привода.

$$\begin{cases} T_2 = \frac{RI^2\Delta t - \varepsilon\sigma_0ST_1^4\Delta t}{cm} + T_1; T_2 < A_n; Q > 0 \\ T_2 = \frac{RI^2\Delta t - \varepsilon\sigma_0ST_1^4\Delta t - Q'}{cm} + T_1; T_2 \geq A_n; Q > 0 \\ T_2 = \frac{RI^2\Delta t - \varepsilon\sigma_0ST_1^4\Delta t}{cm} + T_1; T_2 \geq A_n; Q \leq 0 \end{cases}$$

До температуры начала фазовых превращений

( $A_n$ ) температура рассчитывается обычным методом, после достижения температуры начала фазовых превращений и до тех пор, пока  $Q > 0$ , в формуле учитываются затраты на фазовые превращения. После того как фазовые превращения закончились ( $Q \leq 0$ ), расчёт возвращается к стандартной формуле.

## 4. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

### 4.1. Определение температуры начала обратных мартенситных превращений

Для определения температуры начала обратных мартенситных превращений был проведён эксперимент, в котором производился квазистатический нагрев активного элемента. Нагрев проводился за счёт изменения температуры окружающей среды в замкнутом объёме. Из рисунка 4 видно, что до температуры в  $130^\circ\text{C}$  превращений в активном элементе не происходит. При достижении температуры начала обратных мартенситных превращений активный элемент привода начинает поглощать энергию, необходимую для фазовых превращений.

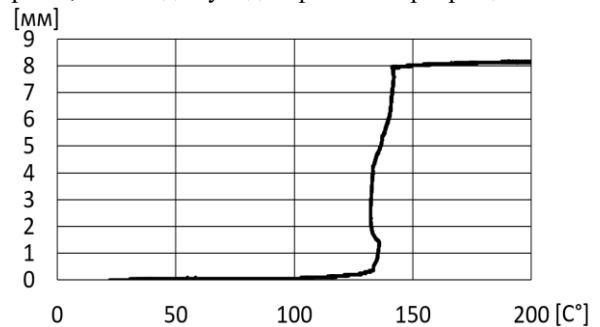


Рис. 4. Зависимость длины срабатывания активного элемента привода от температуры

Полученные из этого эксперимента данные были использованы для уточнения расчёта по модели, описанной выше.

### 4.2. Сравнение расчёта с экспериментальными данными

Так как рассматриваемый привод планируется использовать в условиях космического пространства, то единственным надёжным способом нагрева является пропускание через активный элемент постоянного электрического тока. Как можно заметить из рисунка 5, значения температуры, измеренные тепловизором и термопарой, довольно значительно различаются, особенно в начале нагрева. Это связано с тем, что размер датчика термопары сравним с диаметром измеряемой проволоки. Таким образом, наблюдается серьёзная задержка в показаниях датчика термопары при динамичном нагреве активного элемента. Исходя из этого, более точными будем считать показания тепловизора. Дополнительным плюсом измерения с помощью тепловизора является то, что при данном методе измерения хорошо видно «полку» температуры, которая связана с тем, что энергия в данный момент идёт не только на нагрев активного элемента,

но и на фазовые перемещения, в связи с чем хорошо прослеживается замедление изменения температуры активного элемента.

При задании температуры начала обратных мартенситных превращений в 130 °С, которая была найдена из эксперимента по определению температуры начала обратных мартенситных, из рисунка 5 мы видим, что теоретический расчёт по модели значительно опережает даже показания тепловизора. Также можно обратить внимание на то, что «полка» температуры в расчёте начинается позже и длится дольше, чем измеряемая тепловизором. Это может быть связано с тем, что в эксперименте превращения начинаются раньше, чем измеряемая температура достигает значения температуры начала обратных мартенситных превращений. Данный эффект может быть объяснён неравномерным прогревом активного элемента по толщине, так как температура измеряется на поверхности, где происходит охлаждение конвективным теплообменом.

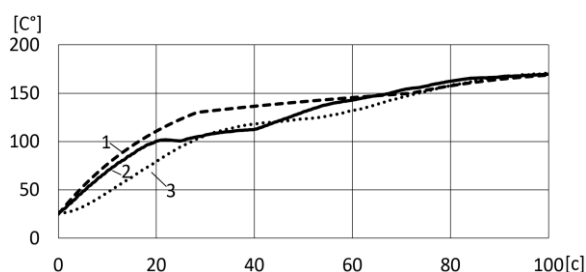


Рис. 5. Сравнение теоретического расчёта с экспериментальными данными: 1 – данные теоретического расчёта; 2 – данные тепловизора; 3 – данные термопары.

Для уточнения модели и принятия во внимание данного эффекта был внесён поправочный коэффициент. Расчёт по уточнённой модели показан на рисунке 6. Уточнённая теоретическая кривая достаточно точно соотносится с кривой, полученной с помощью тепловизора, на протяжении всего нагрева. Температурная «полка» также начинается и заканчивается практически одновременно с экспериментальными данными и имеет идентичный наклон.

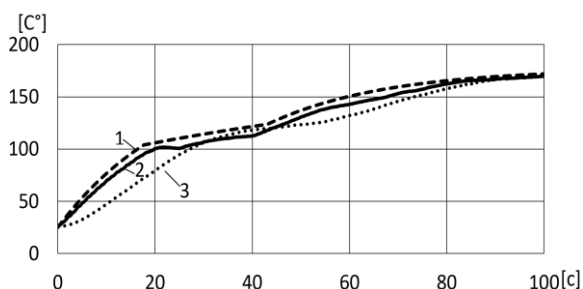


Рис. 6. Сравнение уточнённого теоретического расчёта с экспериментальными данными: 1 – данные теоретического расчёта; 2 – данные тепловизора; 3 – данные термопары.

Полученная модель достаточно точно описывает тепловое состояние активного элемента с эффектом памяти формы при нагреве током в условиях атмосферы.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Привода с активным элементом с эффектом памяти формы имеют большой потенциал для применения в различных областях машиностроения. Однако из-за сложности работы с ними они пока не получили широкого распространения. Так как управляющим воздействием на материал с эффектом памяти формы является температурное поле, то качественная модель теплового режима работы привода из такого материала является критически важным фактором для широкого распространения подобных приводов.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (проект №0705-2020-0032).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Im, E., Thomson, M., Fang, H., Pearson, J., Moore, J., & Lin, J.** Prospects of large deployable reflector antennas for a new generation of geostationary Doppler weather radar satellites. In AIAA SPACE 2007 Conference & Exposition (p. 9917).
2. **Lopatin A.V. Rutkovskaya M.A.** Review of the designs of modern transformable space antennas (Part 1) // Bulletin of the Reshetnev Siberian State University of Space and Technology, 2007, No. 2. pp. 5-57
3. **Зимин В.Н. Крылов А.В. Филиппов В.С. Шахвердов А.О.** Привод из материала с эффектом памяти формы для трансформируемых космических конструкций // Сибирский Аэрокосмический Журнал. 2022. Т. 23 №1. с. 73-80
4. **Мишустин И.В.** Трёхуровневая модель сплава с памятью формы и её применение к описанию эффекта реверсивной памяти формы // Механика композиционных материалов и конструкций. 2012. Т. 18. №. 4. с. 463-474
5. **Зимин В.Н. Крылов А.В. Кувыркин Г.Н. Шахвердов А.О.** Привод из материала с эффектом памяти формы для раскрытия трансформируемой космической конструкции // Фундаментальные и Прикладные Проблемы Техники и Технологии. 2021. №4. с. 97-102
6. **Zimin, V.N., Krylov, F.V. and Shakhverdov A.O.** Development of the mathematical model of the force actuator for deployment of large-sized space structures Journal of Physics: Conference Series 1902(1), 012115
7. **Zimin, V.N., Krylov, A.V., Kuvyrkin, G.N., Shakhverdov, A.O.** Development of a mathematical model of a force actuator for the opening of a space structure with transformable configuration Journal of Physics: Conference Series 2231 012029
8. **Likhachev, V. A., Razov, A. I., Cherniavsky, A. G., Kravchenko, Y., & Trusov, S. N.** (1994, March). Truss mounting in space by shape memory alloys. In Proceedings of the First International Conference on Shape Memory and Superelastic Technologies, California, USA (pp. 245-248)
9. **В. А. Барвинок, В. И. Богданович, А. А. Грошев и др.** Методика проектирования силовых приводов из материала с эффектом памяти формы для ракетно-космической техники // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2013. Т. 15. № 6. С. 272-277

## ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕПЛОПЕРЕНОСА ПИЛОТИРУЕМОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА С МНОГОСЛОЙНОЙ НАДУВНОЙ ОБОЛОЧКОЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Концепция колонизации тел Солнечной системы предполагает многократные пилотируемые длительные и дальние космические полеты. Под новые требования данного этапа космонавтики необходим новый тип пилотируемого космического аппарата (ПКА). В случае пилотируемых длительных полетов одной из основных проблем является сохранение здоровья организма и всех нормальных функций человека в течение всей миссии полета. При длительных полетах значительное влияние оказывает невесомость [1-4]. Одним из решений данной проблемы является создание искусственной гравитации с помощью вращения. Предлагаемым решением этой задачи является проект перспективного пилотируемого космического аппарата, представляющего собой свободно вращающийся тор диаметром 100 м, состоящего из последовательно-соединенных модулей, под названием ПКА «Джамиля» [5]. При длительных полетах необходимо обеспечить тепловой режим, который позволяет непрерывно поддерживать комфортную температуру внутри сегментов.

### 2. ОБОЛОЧКА СЕГМЕНТА

#### 2.1. Многослойная надувная оболочка

Одной из важнейших задач при проектировании и конструировании такого крупного ПКА нового поколения является задача минимизации массы и габаритов. Это требование приводит к необходимости максимального облегчения внешней оболочки. Одним из решений данной проблемы является создание мягкой надувной гибкой оболочки. Для ПКА «Джамиля» (ПКА) разработана оболочка [6], представляющая многослойную структуру, где каждая группа слоёв выполняет свою функцию. Оболочка включает:

-Слой экранно-вакуумной теплоизоляции (ЭВТИ);

- слой микрометеоритной защиты;
- формообразующий слой;
- внутренний защитный слой.

### 3. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ПКА «ДЖАМИЛЯ»

#### 3.1. Пассивная тепловая защита

В роли пассивной теплозащиты выступает ЭВТИ, которая должна уменьшать тепловой поток между внешней и внутренней оболочками помещений ПКА при разных перепадах температур. Необ-

ходимо выбрать оптимальную ЭВТИ, т.к. с учетом габаритов всего ПКА излишняя масса ЭВТИ будет значительной. Необходимо также учитывать следующие условия:

- ЭВТИ на всех однотипных модулях должна быть унифицированной;
- внешнее тепловое воздействие на ПКА при перемещении в пределах Солнечной системы будет значительно меняться;
- внутренние тепловыделения в помещениях ПКА Джм также могут значительно меняться.

#### 3.2. Дополнительные условия теплового режима

В условиях искусственной гравитации ПКА Джм будет вращаться, что позволит постоянно менять положения каждого участка поверхности ПКА между максимальным и минимальным воздействием внешнего (солнечного) теплового потока. Наличие внутренней атмосферы и искусственной гравитации создаст в Сегментах ПКА потоки конвективного теплообмена, что также будет способствовать выравниванию температуры в помещении.

#### 3.3. Активная система терморегуляции

Для сброса излишков тепла от ПКА также необходимо будет устанавливать тепловые радиаторы с подводом к нему теплоносителей, переносящих лишнее тепло из помещений ПКА на радиаторы теплового излучения в космос. В качестве радиаторов могут быть стенки шлюзовых модулей, находящихся в тени.

### 4. ТЕПЛОПЕРЕНОС В СЕГМЕНТЕ

#### 4.1. УПРОЩЕНИЕ МОДЕЛИ

Для решения тепловой задачи всей торовой конструкции ПКА можно разбить на участки. Удобно воспользоваться его конструктивным построением из сегментных и шлюзовых модулей. Так как основными жилыми являются сегментные модули, можно построить тепловую модель отдельно для каждого сегментного модуля и дальше их количественно нарастить до полного тора.

Считаем, что единственным источником внешнего тепла является Солнце.

#### 4.2. Тепловое моделирование сегментного модуля

Сегментный модуль имеет форму правильного цилиндра. Внешний тепловой поток на разных участках поверхности цилиндра будет разным.

Также значение внешнего теплового потока будет зависеть от положения сегмента (Рис. 1).

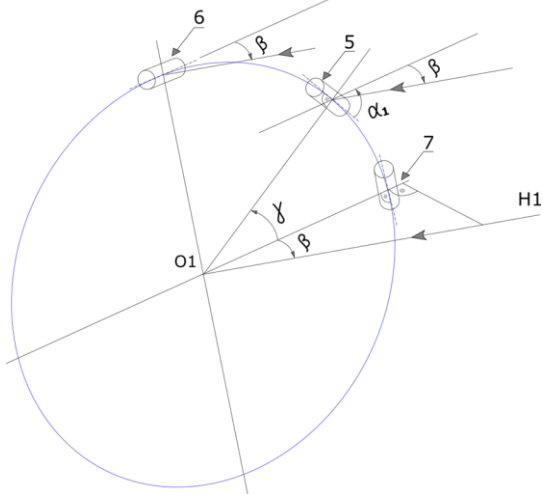


Рис. 1 Падение луча на произвольно расположенный цилиндр

#### 4.2.1 Определение облучения каждой точки поверхности этого цилиндра

Рассмотрим поверхность цилиндра как набор параллельных прямых (образующих), лежащих на окружности цилиндра радиуса  $R$  и параллельны оси симметрии цилиндра. Используя свойство параллельности солнечных лучей и свойства цилиндра, можно получить следующие важные положения:

- на любой образующей солнечные лучи, падающие под произвольным углом, будут передавать одинаковую тепловую энергию. Следовательно, на поверхности цилиндра вдоль любой образующей будет одинаковая температура. Из всех образующих всегда найдется одна, на которую падает луч под наибольшим углом. Назовем ее экваториальной образующей (ЭО) (на Рис. 2 от т. А);

- расположенные симметрично относительно ЭО другие образующие будут получать одинаковые тепловые потоки;

- образующие, находящиеся на 90 градусов от ЭО (на рис.2 от т. В1 и В2), назовем полярными, т.к. на них лучи будут падать по касательной (почти не передавая энергию). Соответственно, сторона цилиндра, обратная освещенной стороне, будет называться теневой (на Рис.2 В1-С-В2). Отсюда картину изменения теплового воздействия солнечных лучей достаточно рассматривать на  $1/4$  части поверхности цилиндра (т.к. другая освещенная четверть цилиндра симметрична, а половина – теневая).

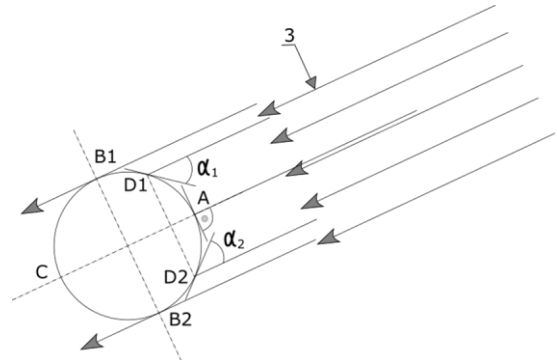


Рис. 2 Определение угла падения луча на разные участки сегмента

#### 4.4. Моделирование тепловых потоков в многослойной гибкой оболочке

Для моделирования тепловых потоков в многослойной гибкой оболочке разделим её на множество мелких элементов (Рис.3), к которым можно будет применить следующие допущения: а) материал единичного элемента однородный, имеет одинаковые физические свойства во всех направлениях; б) температура на всем единичном элементе одинакова; в) на каждой грани единичного элемента входящие или исходящие тепловые потоки имеют одинаковую величину и направленность.

В общем случае все тепловые потоки будут разными.

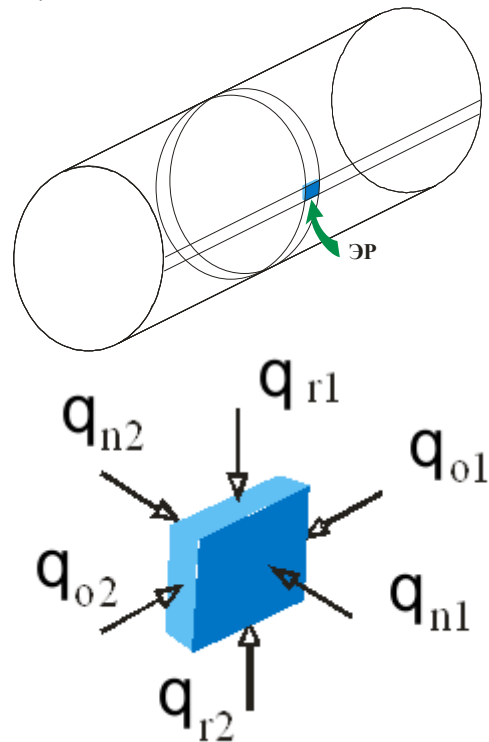


Рис. 3 Расчетный элемент

Так как вдоль образующей одного сегмента внешнее излучение одинаковое, то  $q_{o1} = q_{o2} = 0$ . То есть не рассматриваем изменения тепла вдоль образующей сегмента. Однако есть перенос тепла по слоям оболочки и боковые тепловые потоки между соседними единичными элементами (Рис.4).

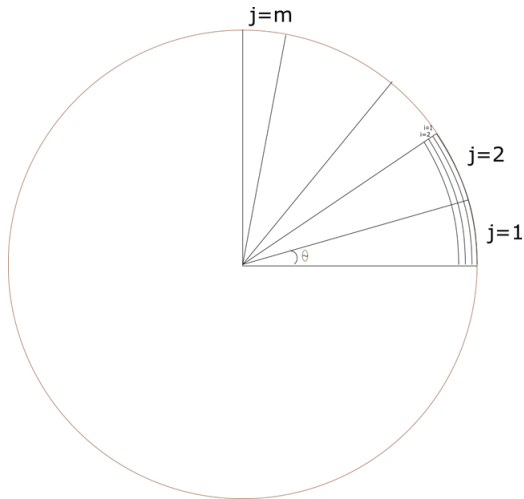


Рис.4 – Разделение на столбцы в сегменте

## 5. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА СЕГМЕНТА

Тепловая математическая модель оболочки включает слои не только ЭВТИ, но и остальные слои оболочки, т.к. также уменьшают тепловой поток.

### 5.1. Модель ЭВТИ для промежуточных столбцов

При расчетном анализе многослойной ЭВТИ в качестве вычислительной тепловой модели обычно рассматривают совокупность  $n$  изотермических элементов (соответствующих экранам) [7]. В сегменте тепловые потоки проходят по трем направлениям: вдоль цилиндра, по слоям, по радиусу, т.к. из-за кривизны сегмента значение внешнего потока будет разным. Вдоль образующей одного сегмента нет тепловых потоков, поэтому задача из трехмерной переходит в двухмерную.

$$C_{1,j} \rho_{1,j} \delta_{1,j} \frac{\partial T_{1,j}}{\partial \tau} = q_{\text{пад}} \cos(\theta) - \epsilon_{1,j}^{\text{eff}} \sigma T_{1,j}^4 + \epsilon_{1,2,j}^{\text{eff}} \sigma (T_{2,j}^4 - T_{1,j}^4) + k_{1,2} (T_{2,j} - T_{1,j}) + N_{1,2} (T_{1,j-1} - T_{1,j}) + N_{1,2} (T_{1,j} - T_{1,j+1}) \quad (1)$$

$$\tau \in (\tau_{\min}, \tau_{\max}]$$

$$C_{i,j} \rho_{i,j} \delta_{i,j} \frac{\partial T_{i,j}}{\partial \tau} = \epsilon_{i-1,i,j}^{\text{eff}} \sigma (T_{i-1,j}^4 - T_{i,j}^4) + k_{i-1,i} (T_{i-1,j} - T_{i,j}) + \epsilon_{i,i+1}^{\text{eff}} \sigma (T_{i,j}^4 - T_{i+1,j}^4) + k_{i,i+1} (T_{i,j} - T_{i+1,j}) + N_{i,j} (T_{i,j-1} - T_{i,j}) + N_{i,j} (T_{i,j} - T_{i,j+1}) \quad (2)$$

$$\tau \in (\tau_{\min}, \tau_{\max}] , i \in [2, L - 1]$$

$$C_{L,j} \rho_{L,j} \delta_{L,j} \frac{\partial T_L}{\partial \tau} = \epsilon_{L-1,L}^{\text{eff}} \sigma (T_{L-1,j}^4 - T_{L,j}^4) + k_{L-1,L} (T_{L-1,j} - T_{L,j}) + k_{L,m1} (T_{L,j} - T_{m1,j}) + N_{L,m1} (T_{L,j-1} - T_{L,j}) + N_{L,m1} (T_{L,j} - T_{L,j+1}) \quad (3)$$

$$\tau \in (\tau_{\min}, \tau_{\max}]$$

$$\epsilon_{i-1,i}^{\text{eff}} = \frac{\epsilon_{i-1} \epsilon_i}{\epsilon_{i-1} + \epsilon_i - \epsilon_{i-1} \epsilon_i} \quad (4)$$

где  $T_{i,j}$  – температура  $i$ -го слоя  $j$ -го столбца;  $m_1$  – первый слой ММЗ;  $N$  – коэффициент теплопроводности между соседними столбцами одного слоя;  $Q_{\text{пад}}$  – внешний тепловой поток;  $C_{i,j}$  – удельная теплоемкость материала  $i$ -го слоя,  $\delta_i$  – толщина  $i$ -го слоя,  $\rho_i$  – плотность материала  $i$ -го слоя,  $k_{i-1,i}$  – коэффициент теплопередачи между элементами  $i$  и  $i-1$ ,  $\epsilon_i$  – интегральная полусферическая излучательная способность экрана с номером  $i$ ,  $\epsilon^{\text{eff}}$  – приведенная интегральная полусферическая излучательная способность системы слоев  $i$  и  $i-1$ ,  $A_s$  – некоторый средний (по спектру) коэффициент поглощения солнечного излучения.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для решения задачи обеспечения теплового режима всего ПКА принят ряд упрощений. Конструкция ПКА состоит из одинаковых модулей, что позволяет рассмотреть задачу для одного сегментного модуля и дальше их количественно нарастить до полного тора. Для определения температур и тепловых потоков сегмента составлена двухмерная модель.

Решена данная двухмерная задача по предложенной математической модели ЭВТИ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Газенко О.Г Человек в космосе: 1984, Т. 18 №1, стр. 3-8.
2. Газенко О. Г. Итоги и перспективы физиологических исследований в космических полетах, 1984 №4, стр. 7-12.
3. Газенко О. Г., Григорьев А. И., Наточин Ю. В Водно-солевой гомеостаз и космический полет 1986, Т.54, стр. 240.
4. Газенко О.Г., Гюрджян А.А. Физиологические эффекты гравитации. В кн.: Проблемы космической биологии, т. 6, М., 1967, с. 22-42.
5. R. Dzhamilya Ramazanova and M. Oleg Alifanov, «Promising manned spacecraft for a long-duration flight with a flexible» Journal of Space Safety Engineering, 2021, vol. 8, iss. 4, pp. 259–265
6. Рамазанова Д.Р. Надувная конструкция пилотируемого космического аппарата для дальних и длительных космических полетов. В кн.: Всероссийский молодежный конкурс научно-технических работ "Орбита молодежи" и Всероссийский молодежный научно-практическая конференция «Орбита молодежи, г.Красноярск, 2018г: сборник материалов конф. 2018,с.182-184.
7. Авдуевский В.С., Галицейский Б.М. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике, под общ. ред. Авдуевского В.С., Кошкина В.К. М.: Машиностроение, 1992. 528 с.

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ ПИРОГЕННОГО ДИОКСИДА КРЕМНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ ГАСИТЕЛЯМИ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### АННОТАЦИЯ

Исследуется влияние микронных частиц карбида кремния, диоксида циркония и титана на оптические свойства и теплопроводность теплоизоляционного материала на основе пирогенного диоксида кремния, армированного кремнеземными волокнами. Разработанные методы позволяют определять свойства материала, необходимые для решения задач радиационно-кондуктивного теплопереноса.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Современные изделия аэрокосмической техники требуют создания систем тепловой защиты электронного компонента летательного аппарата от высокоинтенсивного теплового воздействия при полете в атмосфере Земли или других планет. Для решения этих задач распространение получили радиационно-тепловые экраны, помещаемые внутрь оболочки из высокотемпературной керамики [1]. Подобные экраны должны эффективно отражать тепловое излучение внутренней поверхности керамической оболочки, а также, иметь достаточно низкую собственную теплопроводность. Совокупность этих свойств должна препятствовать нагреву объекта защиты в течение достаточного времени.

Композиты на основе мезопористого диоксида кремния (МК), благодаря своей уникальной микроструктуре, имеют крайне низкую теплопроводность [2]. Поэтому теплоизоляционные слои из МК могут быть использованы в конструкциях тепловых экранов. Теплопроводность чистых МК при комнатной температуре может быть менее 30 мВт/(м·К). Однако при высоких температурах ее значение может возрастать более чем на порядок [3]. Подобный рост теплопроводности обусловлен преимущественно радиационным теплопереносом [4]. Причиной существенного радиационного переноса является смещение спектров теплового излучения при высоких температурах в область частичной прозрачности материалов (~0.25 - 7 мкм для пирогенного МК [5]). На качественном уровне относительно высокая прозрачность МК для теплового излучения связана с низким поглощением в диоксиде кремния в видимой и ближней ИК-области и малой плотностью МК. Кроме того, характерный размер микроструктурных неоднородностей МК, который лежит в диапазоне от единиц до нескольких сотен нанометров,

существенно меньше длины волны излучения, что не позволяет эффективно его рассеивать, препятствуя направленному переносу энергии. Для уменьшения радиационного переноса в МК добавляют частицы – гасители, размеры которых близки к длине волны теплового излучения. Доля гасителей обычно составляет 10 – 30 масс.% [2]. Кроме того, МК армируют волокнами для улучшения их конструктивных свойств [6], что также влияет и на оптические, и на теплофизические свойства материалов.

При проектировании тепловых экранов перспективных летательных аппаратов необходимо иметь возможность прогнозировать распределение температур и тепловых потоков при нестационарном нагреве. Для описания процесса радиационно-кондуктивного теплопереноса (РКТ) в частично прозрачных материалах необходимо знать их оптические свойства - спектральные показатели рассеяния и поглощения, и кондуктивную теплопроводность.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

#### 2.1. Общая постановка задачи РКТ

В строгой постановке для изотропной покоящейся среды РКТ может быть описан уравнением [7]:

$$-\nabla \cdot (\bar{q}_c + \bar{q}_r) = \rho c_p \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

где  $\vec{r}$  - радиус-вектор, направленный в точку наблюдения,  $\bar{q}_c$  и  $\bar{q}_r$  – кондуктивный и радиационный тепловой потоки соответственно,  $\rho$  – плотность,  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении. Тепловой поток через твердую и газовую компоненты МК может быть введен в форме пропорциональной градиенту температуры. Коэффициент пропорциональности  $\Lambda_c$ , называют кондуктивной теплопроводностью (КТП). Для слоистой геометрии с осью  $oZ$ , ориентированной в направлении нормали к изотермическим поверхностям, уравнение одномерной теплопроводности имеет вид:

$$q_c = -\Lambda_c \frac{dT(z, t)}{dz} \quad (2)$$

Радиационный тепловой поток выражается через спектральную интенсивность излучения  $I(\mu, \alpha z, \lambda)$ :

$$q_r = \int_{\lambda=0}^{\infty} d\lambda \int_{\mu=-1}^1 \int_{\varphi=0}^{2\pi} d\varphi I(\mu, \varphi, \alpha z, \lambda) \mu d\mu d\varphi =$$
$$2\pi \int_{\lambda=0}^{\infty} d\lambda \int_{\mu=-1}^1 I(\mu, \alpha z, \lambda) \mu d\mu,$$

где  $\mu$  – косинус азимутального угла, а  $\varphi$  - полярный

угол,  $\lambda$  – длина волны,  $\alpha = s(\lambda) + k(\lambda)$  – спектральный показатель ослабления, равный сумме показателя рассеяния  $s(\lambda)$  и поглощения  $k(\lambda)$ . Для строгого расчета радиационного теплового потока необходимо решать уравнение переноса излучения (УПИ) для спектральной интенсивности, включающее тепловые источники, которые, в свою очередь, зависят от температуры. Оптические свойства материала являются коэффициентами УПИ. В настоящее время существует широкий арсенал численных методов решения УПИ и задач РКТ, поэтому основной задачей является достоверное определение свойств материалов. Для частично-прозрачного материала определение не только оптических свойств, но и КТП представляет определенную трудность. При нагреве образца в ходе теплофизического эксперимента и оптические свойства, и теплопроводность оказывают влияние на распределение температур и, в общем случае, эти два фактора сложно разделить. Поэтому наиболее простым путем нахождения КТП представляется постановка эксперимента в таких условиях, чтобы влияние радиационного и кондуктивного механизмов переноса на распределение температуры можно было бы достаточно просто разделить аналитически. Подобная логика обуславливает популярность приближения эффективной теплопроводности. Для оптически толстых слоев (когда  $ah \gg 1$ ,  $h$  – геометрическая толщина слоя) может быть использовано приближение Росселандта. Оно получается разложением интенсивности в УПИ по малому параметру  $(ah)^{-1}$ . При этом оказывается, что локальная интенсивность в точке зависит только от интенсивности абсолютно черного тела ( $I_b(T, \lambda)$ ) и ее градиента, что при подстановке в выражение для радиационного теплового потока дает [7]:

$$q_r(z) = -\frac{4\pi}{3} \int_{\lambda=0}^{\infty} d\lambda \frac{1}{\alpha} \frac{dI_b(T, \lambda)}{dz} = -\Lambda_R(T) \frac{dT(z,t)}{dz}, \quad (3)$$

где средняя по Росселанду радиационная теплопроводность  $\Lambda_R(T)$  пропорциональна среднему по Росселанду показателю ослабления  $\alpha_R(T)$ :

$$\Lambda_R(T) = \frac{16n_R(T)}{3\alpha_R(T)} \sigma T^3, \quad (4)$$

а  $\alpha_R(T)$  выражается как:

$$\frac{1}{\alpha_R} = \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{1}{s(\lambda) + k(\lambda)} \cdot \left[ \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C_1 C_2}{\lambda^6} \cdot \frac{\sigma^{\frac{1}{4}}}{E_b^{\frac{1}{4}}} \cdot \frac{\exp[(C_2/\lambda) \cdot (\sigma/E_b)^{\frac{1}{4}}]}{(\exp[(C_2/\lambda) \cdot (\sigma/E_b)^{\frac{1}{4}}] - 1)} \right] d\lambda = \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{1}{s(\lambda) + k(\lambda)} \cdot \Upsilon(\lambda, T) d\lambda \quad (5)$$

В (5)  $\lambda_a$  и  $\lambda_b$  – границы спектральной области частичной прозрачности материала,  $C_1$  и  $C_2$  – константы,  $E_b = \sigma T^4$  – интегральная мощность АЧТ,  $\sigma$  – постоянная Стефана. Также может быть введен средний по Росселанду показатель преломления [7]:  $\frac{1}{n_R} = \int_{\lambda=\lambda_a}^{\lambda_b} \left( \frac{1}{n(\lambda)} \right) \cdot \Upsilon(\lambda, T) d\lambda$ . Так как показатель преломления МК близок к единице, его влиянием на радиационную теплопроводность обычно пренебрегают.

## 2.2. Оптические свойства

Для определения оптических свойств в работе использовался подход, основанный на решении обратной задачи УПИ путем минимизации квадратичной невязки между экспериментальными и расчетными значениями коэффициентов отражения слоев материала различных толщин [8]. Прямая задача при этом решалась методом инвариантного погружения. В качестве экспериментальных данных выступали спектры направленно-полусферического отражения шести образцов различных геометрических толщин, измеренные при комнатной температуре. При расчете РТП по формулам (4-5) учитывалась температурная зависимость показателя поглощения материала, которая полагалась подобной данной зависимости для кварцевого стекла [9].

Оптические свойства также оценивались расчетным путем при помощи теории Ми. В данном подходе предполагалось, что частицы гасителей рассеивают независимо, более подробно вопрос обсуждается в [9]. Оптические свойства получались из характеристик матрицы рассеяния электромагнитной волны на уединенном шаре путем усреднения по измеренным распределениям частиц гасителя по размерам. Для учета рассеяния и поглощения в базовом МК использовались результаты решения обратной задачи для МК без добавления гасителей. При расчете учитывалась действительная и мнимая части показателей преломления как материала гасителей, так и базового материала.

## 2.3. Калориметрический метод оценки теплопроводности

В соответствии с выражениями (2) и (3) радиационный и кондуктивный тепловые потоки в материале пропорциональны градиенту температуры. Этот факт позволяет ввести эффективную теплопроводность (ЭТП) – коэффициент пропорциональности между  $\frac{dT(z,t)}{dz}$  и суммарным (эффективным) тепловым потоком. Кондуктивная теплопроводность, в свою очередь, зависит от «фонной» теплопроводности твердого остова материала ( $\Lambda_{solid}$ ) и теплопроводности воздуха в порах ( $\Lambda_{air}$ ). В соответствии с выводом ряда публикаций, кондуктивная теплопроводность не может быть представлена в виде линейной комбинации  $\Lambda_{solid}$  и  $\Lambda_{air}$  из-за взаимодействия тепловых потоков в микроструктурном элементе материала, а зависит от них более сложным образом [10]. Поэтому ЭТП может быть записана в общем виде:

$$\Lambda_{eff}(T) = \Lambda_c(\Lambda_{solid}, \Lambda_{air}) + \Lambda_R(T) \quad (6)$$

Модель эффективной теплопроводности очень удобна с вычислительной точки зрения, так как при ее использовании для решения задач РКТ, не требуется решать сложное интегро-дифференциальное УПИ. В предположении незначительной зависимости оптических свойств от длины волны, РТП должна быть пропорциональна



$T^3$  (см. (4)). Кондуктивная теплопроводность  $\Lambda_{solid}$ , в свою очередь, демонстрирует близкую к линейной зависимость от температуры. Таким образом, выражение (6) дает потенциальную возможность разделения эффективной теплопроводности на радиационную и кондуктивную составляющие. В работе [10] была разработана аналитическая модель кондуктивной теплопроводности МК. Она основана на представлении микроструктуры материала в виде совокупности представительных элементов кубической формы, включающих сферическую пору. Детали ее использования для нашего материала обсуждаются в работе [9]. Входными параметрами данной модели служат удельная площадь поверхности материала, кажущаяся плотность базового материала и материала гасителя, а также температурные зависимости теплопроводности воздуха и аморфного кварца.

Полагая пропорциональность теплопроводности остова материала теплопроводности аморфного кварца ( $\Lambda_{quartz}$ ), которая бралась в соответствии с данными работы [11] и, учитывая зависимость теплопроводности воздуха от температуры, выражение (6) может быть переписано в виде:  $\Lambda_{eff}(T) = \Lambda_c(A'_1\Lambda_{quartz}, \Lambda_{air}) + A'_2T^3$  (7) Коэффициенты  $A'_1$  и  $A'_2$  не зависят от температуры и получаются путем нелинейной подгонки кривой зависимости ЭТП от температуры под измеренную экспериментально. Достоинство данного способа состоит в том, что он является чисто калориметрическим (то есть, не требует дополнительных оптических измерений или расчетов).

Таблица.1 Интегральные свойства базового ТИМ и ТИМ с различными гасителями

Материал гасителя	Без гасителя (Not opac.)	SiC	SiC	ZrO <sub>2</sub> (cubic)	TiO <sub>2</sub> (rutile)	TiO <sub>2</sub> (pyrogenic)
$D_{43}$ , мкм	-	4.9		4.2	0.5	19.2
$\rho_{ТИМ}$ , кг/м <sup>3</sup>	408	360	370	464	444	444
$\rho_{ОРАС}$ , кг/м <sup>3</sup>	-	3 217		6 090	4 260	4 300
$\eta_M$ , %	-	1.95		19.5		
$\eta$ , %	-	0.22	2.2	1.5	1.1	2.0
П	0.81	0.84	0.85	0.82	0.82	0.82
$S_s \cdot 10^{-3}$ , м <sup>2</sup> /кг	169	165	137	-	-	-

## 2.4. Экспериментальная часть

Базовый материал состоял из пирогенного диоксида кремния, усиленного кремнеземными волокнами. Пирогенный диоксид кремния имел удельную поверхность 270 – 330 м<sup>2</sup>/г и содержал не менее 99.8% диоксида кремния. Гасители излучения добавлялись в сухую смесь пирогенного диоксида кремния и волокон, которая после перемешивания прессовалась до требуемой плотности. В таблице 1 приведены характеристики исследованных образцов: кажущаяся плотность ТИМ ( $\rho_{ТИМ}$ ) и истинная плотность частиц гасителя ( $\rho_{ОРАС}$ ), средний диаметр частиц гасителя ( $D_{43}$ ), массовая ( $\eta_M$ ) и объемная ( $\eta$ ) доли гасителя, пористость материала (П) и удельная площадь поверхности  $S_s$ . Удельная площадь поверхности измерялась методом адсорбции азота на приборе Tristar 3020 (Micromeritics). Распределение частиц по размерам - методом статического лазерного рассеяния на Analysette 22 (Fritsch). Спектральные направленно-полусферические коэффициенты отражения в диапазоне длин волн 1 – 18 мкм получены на Фурье-спектрометре iS50 (Nicolet) с интегрирующей сферой. Для измерения эффективной теплопроводности использовался метод квазистационарного теплового режима, который подробно описан в работе [9].

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Влияние содержания частиц карбида кремния

На рис.1 приведены оптические свойства, полученные путем решения обратной задачи, ЭТП, РТП, рассчитанная по формуле Росселанда и калориметрическим методом и КТП.

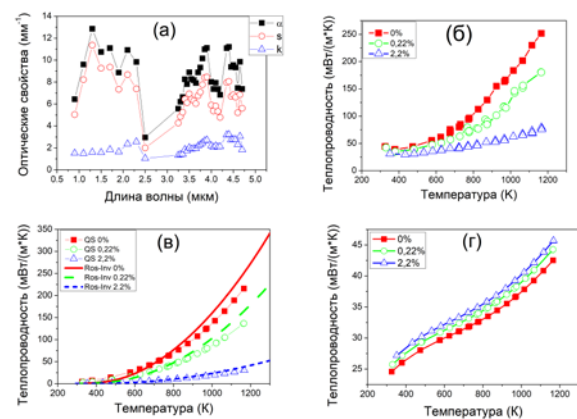


Рис. 1. (а) – спектральные показатели ослабления (« $\alpha$ »), рассеяния (« $s$ ») и поглощения (« $k$ ») ТИМ с 2.2 об.% SiC; (б) - измеренная ЭТП; (в)- РТП средняя по Росселанду («Ros-Inv») и полученная калориметрическим методом («QS»); (г) – КТП в соответствии с калориметрическим методом; («0%») - исходный ТИМ без гасителя, и ТИМ содержащий 0,22 («0.22%») и 2,2 («2.2%») об.% процента SiC.

Температурная зависимость РТП, рассчитанная по

методу Росселанда, согласуется с экспериментальной измеренной температурной зависимостью ЭТП. Начиная с 600 – 800 К наблюдается нелинейный рост теплопроводности, связанный с ростом вклада переноса тепла излучением. Добавление гасителя существенно уменьшает как ЭТП, так и РТП.

### 3.2. Влияние материала частиц гасителя

На рис.2 приведены измеренные ЭТП и рассчитанные по ним РТП и КТП материалов в добавлении различных гасителей (обозначения материалов на подписях к графикам совпадают с таблицей 1).

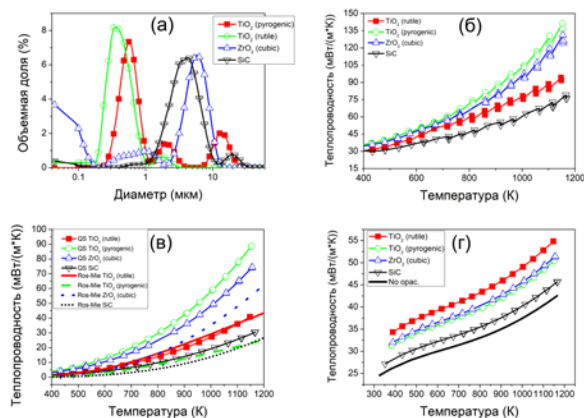


Рис. 2. (а) – распределения частиц по размерам для различных гасителей; (б) – ЭТП («QS»); (в) - РТП: средняя по Росселанду («Ros-Mie»), и вычисленная калориметрическим методом («QS»); (г) – КТП, рассчитанная калориметрическим методом.

Для расчета РТП (рис.2в) были использованы оптические параметры, рассчитанные по измеренным распределениям частиц по размерам, приведенным на рис.2а. Содержание частиц по массе было одинаковым для всех образцов (см. таблицу 1). Таким образом, РТП материалов с добавкой рутила и диоксида циркония сильно отличаются от эксперимента, что, вероятно связано с большим содержанием субмикронной фракции в этих порошках и невозможности их равномерно распределить в объеме материала.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовался композиционный теплоизоляционный материал на основе пирогенного диоксида кремния, армированного кремнеземными волокнами, с добавлением различных гасителей теплового излучения. В качестве гасителей экспериментально опробованы порошки карбида кремния, диоксидов циркония и титана. На основе измеренных оптических свойств была рассчитана радиационная теплопроводность в приближении Росселанда. Кроме того, на полученных образцах была измерена эффективная теплопроводность. Описан и реализован способ калориметрического разделения эффективной теплопроводности на радиационную и кондуктивную составляющие.

Наименьшую теплопроводность из исследованных в работе материалов, показал образец, содержащий 2.2 объемных процента карбида кремния. Для него

эффективная теплопроводность при 1100 К была 71 мВт/м\*К, что примерно в два раза меньше, чем в волокнистой теплоизоляции типа ТЗМК.

### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

РКТ — радиационно-кондуктивный теплоперенос;  
УПИ – уравнение переноса излучения;  
МК – мезопористый диоксид кремния;  
КТП, РТП, ЭТП – кондуктивная, радиационная и эффективная теплопроводность;  
ТИМ – теплоизоляционный материал;  
АЧТ – абсолютно черное тело.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **R. Mironov, N. Georgiu, P. Kovalenko.** The development of ytterbium oxide based reflective coating to reduce the heat load by thermal radiation in aircraft parts // *Materials Today: Proceedings*, 2019. 19: p. 271-275.
2. **M. Bouquerel et al.** Heat transfer modeling in vacuum insulation panels containing nanoporous silicas— A review // *Energy and Buildings*, 2012. 54: p. 320–336.
3. **J.-J. Zhao et al.** Optical and radiative properties of infrared opacifier particles loaded in silica aerogels for high temperature thermal insulation // *International Journal of Thermal Sciences*. 2013. V. 70. P. 54-64.
4. **U. Heinemann, R. Caps, J. Fricke.** Radiation-conduction interaction: an investigation on silica aerogels // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1996. V. 39(10). P. 2115-2130.
5. **S. Lallich, F. Enguehard, D. Baillis.** Experimental Determination and Modeling of the Radiative Properties of Silica Nanoporous Matrices // *Journal of Heat Transfer*. 2009. V. 131 (082701).
6. **J. He et al.** Ultra-low thermal conductivity and high strength of aerogels/fibrous ceramic composites // *Journal of European Ceramic Society*. 2015. V.36(6).P.1487-1493.
7. **J.R. Howell, R. Siegel, M.P. Mengüç.** *Thermal Radiation Heat Transfer*. Fifth edition ed. 2010: CRC Press. 950 p.
8. **R.A. Mironov et al.** Determination of optical parameters of partially transparent materials by invariant embedding method // *Optics and Spectroscopy*. 2017. V. 123(4). P. 650-657.
9. **R.A. Mironov et al.** Numerical and experimental determination of optical properties and thermal conductivity of ceramic composites based on fumed silica and silica fiber // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2021. 181: P. 122022.
10. **D. Dan, H. Zhang, W.-Q. Tao.** Effective structure of aerogels and decomposed contributions of its thermal conductivity // *Applied Thermal Engineering*, 2014. V.72(1). P. 2-9.
11. **V.K. Bityukov, V.A. Petrov.** Optical quartz glass as a reference substance for the thermal conductivity coefficient of partially transparent materials // *High Temperature*, 2000. V.38(2). P. 293-299.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ КАРБИДА ГАФНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время данные по расширению нестехиометрических тугоплавких карбидных систем в области высоких температуры плавления мало численны или отсутствуют, а поведение таких веществ остается мало изученным.

Получены экспериментальные данные по температурной зависимости термического расширения для системы гафний-углерод эвтектического состава в области высоких температур (1500-3400К) и давлении буферного газа до 1 кбар. В импульсных экспериментах на термограммах фиксировалось плато плавления и протяженная область двухфазной зоны, что позволяет исследовать процесс плавления в подобных системах металл - углерод различных составов.

В экспериментах применялась усовершенствованная методика измерения термического расширения по удлинению образца обладающая высоким быстродействием до 2-4 мкс. Что позволило измерить расширение в одном эксперименте зависимость во всем температурном диапазоне, а также повысить точность измерения до 1%. Ранее экспериментальная установка была описана в [1]. Полученные данные по термическому расширению HfC показывают согласие с имеющимися литературными данными.

### 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Карбид гафния имеет кубическую объемноцентрированную решетку. Фазовая диаграмма системы гафний-углерод согласно [2] представлена на рисунке 2.

Следует отметить, что данные по термическому расширению и электросопротивлению системы гафний-углерод в литературе представлены только для стехиометрического карбида гафния в области температур до 2800-2900С [2, 3]. Исследуемый материал имел плотность около 7,7г/см<sup>3</sup> и был получен путем плавки чистых порошков Hf и C при температуре порядка 3450К в среде инертного газа аргона. Из-за высокой хрупкости полученных литых заготовок, размеры исследуемых длина образцов не превышала 6-9 мм.

Для увеличения скорости нагрева в экспериментах применялась усовершенствованная методика измерения термического расширения, по удлинению образца обладающая высоким быстродействием до 2-4 мкс. Для этого была использована многолазерная подсветка, которая позволила получить

четкие изображения целеуказателя на подвижной канге.

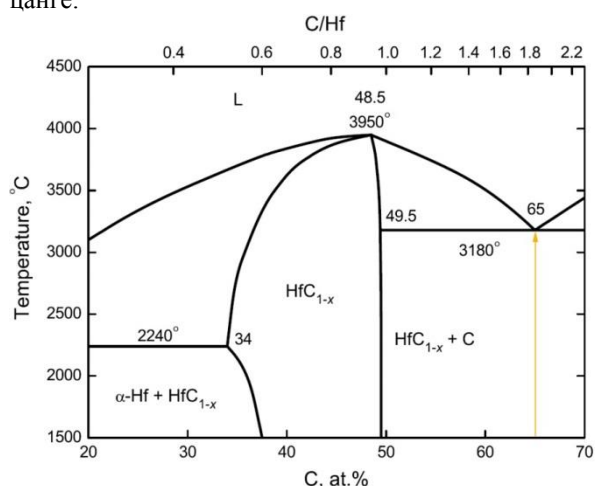


Рис. 1. Фазовая диаграмма системы Hf-C [2].

Система подсветки состоит из объединенных коллимированных лучей 3 лазерных диодов общей мощностью 1-2 Вт и длиной волны излучения 532 нм. Объединённый лазерный луч подсвечивает целеуказатель, который не нагревается во время эксперимента и поэтому не возникают оптические искажения за счет нагретого образца, что дает возможность проводить измерение смещения при высоком давлении газа. Высокая интенсивность лазерной подсветки позволила работать камере с короткой экспозицией до 2-4 мкс и получать большой массив данных по изменению длины образца в одном эксперименте. Большое количество экспериментальных точек позволяет повысить точность измерения до 1% за счет уменьшения случайных погрешностей данных полученных в разных экспериментах. На рисунке 2 показана серия фотографий полученных высокоскоростной камерой в течение одного эксперимента, каждая выполнена с экспозицией 4 мкс, и периодом между кадрами 5 мкс.



Рис.2. Характерные экспериментальные кадры смещения тени указателя при нагреве образца до температуры плавления.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В ходе проведенных экспериментов по измерению термического расширения системы Hf-C эвтек-

тического состава в интервале температур 1500-3400 К была получена зависимость линейного термического расширения от температуры, что позволяет рассчитать коэффициент термического расширения исследуемого материала в указанном диапазоне температур. Полученные значения линейного термического расширения представлены на рисунке 3.

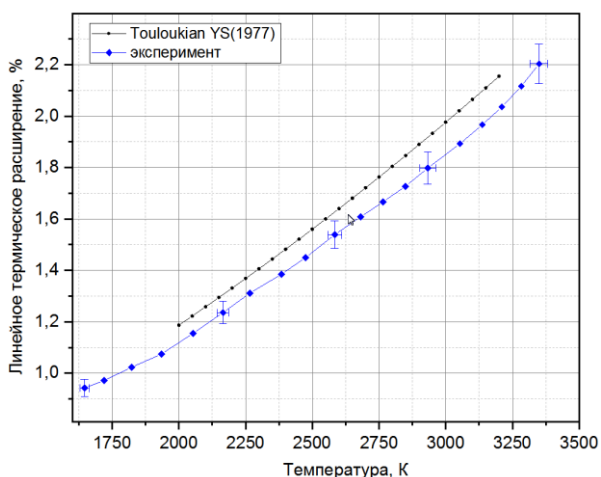


Рис.3. Температурные зависимости термического расширения стехиометрического Hf-C из [3] и экспериментальные данные для Hf-C эвтектического состава в области 1600-3400 К.

Вероятной причиной того, что экспериментальные данные по линейному расширению Hf-C эвтектического состава имеют более низкое значение, чем расширение стехиометрического карбида Hf-C (см. рисунок 5), является наличие в исследуемом материале небольших (характерным размером порядка 50 микрон) включений свободного углерода с плотностью значительно меньше теоретической. Результаты исследования структуры было представлено в предыдущем отчете. Наличие подобных включений должно приводить к уменьшению коэффициента термического расширения материала в целом.

Для получения аналитических зависимостей в настоящее время недостаточно экспериментальных данных, т.к. изготовление хрупких образцов достаточно трудозатратно, а эксперименты без разрушения образцов требуют большого числа попыток. В настоящее время установка дорабатывается для работы с большими токами до 10 кА, что должно уменьшить время нагрева и увеличить устойчивость образцов к разрушению в области плавления. Это позволит в ближайшее время набрать статистику экспериментальных данных и получить выражения для температурной зависимости коэффициента расширения.

### 3.2. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе решалась проблема экспериментального исследования металл-углеродных систем в области плавления методом субмиллисекундного нагрева с отключением импульса греюще-

го тока. В частности, этим методом были впервые проведены исследования теплофизических свойств (термического расширения, энтальпии и др.) тугоплавкой металл-углеродной систем Hf-C, Ta-C, Zr-C эвтектического и стехиометрического составов в области высоких температур 1500-3400 К

Основные результаты работы сводятся к следующему:

1. Разработана экспериментальная методика (с возможностью прекращения нагрева по достижению заданной температуры) для исследования теплофизических свойств тугоплавких электропроводящих материалов в области высоких температур и давлений.

2. Впервые экспериментально исследовано линейное расширение ряда тугоплавких карбидоподобных (эвтектических) систем в области высоких температур и в области предплавления при их быстром нагреве импульсом тока миллисекундной длительности.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Senchenko V.N., Belikov R.S., and Popov V.S.** Experimental investigation of thermophysical properties of eutectic Mo-C, graphite and tantalum at high temperatures // *Journal of Physics: Conference Series* 774 - 2016 - 012020 - doi:10.1088/1742-6596/774/1/012020
2. **Shabalin I. L.** *Ultra-High Temperature Materials II Refractory Carbides I (Ta, Hf, Nb and Zr Carbides)*, Springer Nature B.V. - 2019. -794p.
3. **Thermal Expansion of Nonmetallic Solids**, *Thermophysical Properties of Matter*, Vol. 13, edited by Touloukian Y.S., Kirby R.K., Taylor R.E., and Lee T.Y.R. Plenum, New York - 1977. - 288p.

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ НАНОЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ВОДЫ И ЭТИЛЕНГЛИКОЛЯ С НАНОЧАСТИЦАМИ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к наножидкостям был инициирован их возможными практическими приложениями. Сегодня они с успехом используются в косметической и парфюмерной промышленности, в различных биомедицинских технологиях, в нефтегазовой индустрии [1, 2]. Большие ожидания есть относительно различных теплофизических применений наножидкостей для охлаждения различных устройств, при создании новых систем транспортировки и производства тепловой энергии и т.п., [1, 2]. Сегодня уже ясно, что их теплофизические свойства не описываются классическими теориями [3, 4]. И вязкость, и теплопроводность наножидкостей зависят не только от концентрации наночастиц, но также от их размера и материала. Это делает чрезвычайно востребованным последовательное экспериментальное исследование теплофизических свойств самых разных наножидкостей. С одной стороны, это необходимо для дальнейшего построения адекватных моделей, описывающих их теплофизические свойства. С другой стороны, практическое применение наножидкостей требует систематического моделирования самых разных их течений, что возможно лишь при использовании адекватной экспериментальной информации о теплофизических характеристиках наножидкостей.

### 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Проведено исследовано более пятидесяти различных наножидкостей на основе дистиллированной воды и этиленгликоля, содержащих оксидные наночастицы ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{CuO}$ ), металлические наночастицы ( $\text{Cu}$  и  $\text{Al}$ ), а также наночастицы алмаза и нанотрубки. Объемная концентрация наночастиц варьировалась от 0,02 до 8%. Размер оксидных и металлических частиц варьировался от 5 до 150 нм. Использовались одностенные (диаметр 1,6 нм и длина более 5 мкм) и многостенные (внешний диаметр 10-30 нм, диаметр более 2 мкм) нанотрубки.

Исследуемые наножидкости приготавливались стандартным двухшаговым методом, заданная весовая доля нанопорошка вводилась в базовую жидкость и полученный дисперсный флюид тщательно механически перемешивался. Чтобы разрушить конгломераты наночастиц, эта первичная

наножидкость подвергалась затем ультразвуковой обработке (использовался аппарат «Волна» УЗТА-0,4/22-ОМ). Универсального рецепта относительно необходимого времени обработки жидкости ультразвуком нет. В наших экспериментах время обработки определялось так, чтобы измеряемая вязкость не менялась при увеличении времени обработки. Время обработки варьировалось от 20 минут до 1.5 часов.

Стабильность наножидкостей контролировалась с помощью анализатора коллоидной устойчивости Turbiscan, основанного на методе многократного рассеяния. Распределение по размерам частиц в жидкости контролировалось с помощью акустического и электроакустического спектрометра DT1202.

Измерение теплопроводности наножидкостей проводилось при помощи метода нагретой нити (hot-wire method) с мостовой схемой Уитстона. Методика измерения коэффициента теплопроводности наножидкостей при помощи метода нагреваемой нити была реализована и протестирована нами ранее [7]. Принцип измерения теплопроводности методом нагретой нити основан на линейной зависимости между ростом температуры нити и логарифмом времени нагрева нити.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Теплопроводность наножидкостей также зависит от размера наночастиц, однако в отличие от вязкости теплопроводность наножидкости тем больше, чем выше размер частиц. В общем случае она не описывается классическими теориями [4, 6] и выше, чем это предсказывает теория Максвелла. Однако в наножидкостях при невысоких их концентрациях достаточно малых частиц их теплопроводность может согласовываться с теорией Максвелла или быть даже меньше [7]. При низких концентрациях частиц теплопроводность растет линейно с их увеличением, однако затем этот рост замедляется [7]. Это подтверждается также молекулярно-динамическим моделированием [8, 9]. Показано, что с увеличением концентрации наночастиц влияние магнитного поля усиливается.

Систематические измерения показали, что теплопроводность наножидкостей не коррелирует с теплопроводностью наночастиц, их температуропроводностью и теплоемкостью. С другой стороны,

методом молекулярной динамики [8, 9] было установлено, что теплопроводность наножидкостей тем больше, чем выше плотность наночастиц. Экспериментальные данные подтверждают такую зависимость, и эта зависимость близка к линейной.

Базовая жидкость также существенно влияет на эффективную теплопроводность наножидкости. Было показано, что чем ниже теплопроводность базовой жидкости, тем выше относительный коэффициент теплопроводности наножидкости. Это вполне естественно объясняется тем, что в базовой жидкости с наибольшей теплопроводностью усиление теплопроводности при прочих равных условиях происходит слабее. Это, в частности, означает, что введение наночастиц в жидкость будет наиболее эффективным для базовой жидкости с низкой теплопроводностью. Тем не менее, влияние свойств базовой жидкости на эффективную теплопроводность наножидкости до сих пор мало изучено. Здесь необходимо учитывать множество различных факторов, например, образование двойного электрического слоя вокруг наночастиц, гидрофильность или гидрофобность наночастиц и т.д.

С практической точки зрения необходимо ясно понимать, какое превышение теплопроводности по сравнению с базовой жидкостью можно получить, используя наножидкость с разными наночастицами. Сегодня существует ясный ответ. При объемной концентрации наночастиц 6% максимальное (при наибольшем размере частиц) превышение теплопроводности наблюдается у диоксида циркония около 28% и алюминия – 24%, причем плотность  $ZrO_2$ , несколько выше, чем у  $Al_2O_3$ . Для увеличения коэффициента теплопроводности наножидкости на 20–25% необходима весовая концентрация металлических наночастиц около 10%, а оксидных наночастиц – 20–25%. С другой стороны, 35-ти процентное превышение коэффициента теплопроводности наножидкости с ОСУНТ требует их концентрации примерно на два порядка более низкой (см. рис. 1).

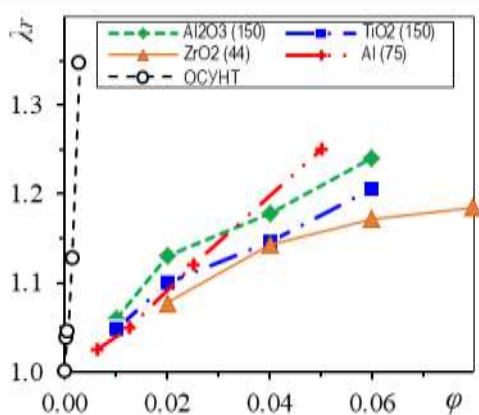


Рис. 1. Зависимость относительного коэффициента теплопроводности наножидкостей на водной основе от объемной доли наночастиц.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучена теплопроводность наножидкостей на основе воды и этиленгликоля с частицами различного материала. Проведено систематическое исследование влияния концентрации, размера и материала частиц, а также свойств базовой жидкости на коэффициент теплопроводности наножидкости.

Сравнение измеренных значений коэффициента теплопроводности рассмотренных наножидкостей позволило сделать следующие выводы. Наножидкости с металлическими частицами имеют коэффициент теплопроводности выше, чем с оксидными. Для достижения равного значения превышения коэффициента теплопроводности наножидкостей с оксидными частицами необходимо использовать объемные концентрации частиц в разы большие, чем при использовании металлических. Интересно и важно с практической точки зрения также сопоставить значения получаемых значений превышения коэффициента теплопроводности для наножидкостей со сферическими наночастицами и с нанотрубками. Добавка одностенных нанотрубок с низкой концентрацией (менее 0,5мас.%) позволяет увеличить коэффициент теплопроводности наножидкости до 30-50%.

*Исследование выполнено в рамках государственного задания ФГАОУ ВО Сибирскому федеральному университету (номер FSRZ-2020-0012), а также при финансовой поддержке Российского научного фонда (соглашение № 20-19-00043).*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wong K.V. and de Leon O.** Applications of Nanofluids: Current and Future // *Adv. Mech. Eng.* 2010. Vol. 2010. № 519659. P. 1-11.
2. **Das D., Kulkarni D.** Nanofluids properties and their Applications. Saarbrücken: Lambert Academic Publishing, 2012. 196 p.
3. **Einstein A.** Eine neue Bestimmung der Molekiildimensionen // *Annalen der Physik.* 1906. Vol. 19. P. 289–306.
4. **Maxwell J.C.** A treatise on electricity and magnetism. Oxford: Clarendon, 1873.
5. **Минаков А.В., Рудяк В.Я., Гузей Д.В., Пряжников М.И., Лобасов А.С.** Измерение коэффициента теплопроводности наножидкостей методом нагреваемой нити // *ИФЖ.* 2015. Т. 88. №1. С. 148-160.
6. **Hamilton R.L. and Crosser O.K.** Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems // *Ind. Eng. Chem. Fund.* 1962. Vol. 1. No. 3. P. 187-191.
7. **Pryazhnikov M.I., Minakov A.V., Rudyak V.Ya. and Guzei D.V.** Thermal conductivity measurements of nanofluids // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2017. Vol. 104. No. 1. P. 1275–1282.
8. **Rudyak V.Ya. and Belkin A.A.** Simulation of transport coefficients // *Nanosystems: Phys. Chem. Math.* 2010. Vol. 1. No. 1. P. 156–177.
9. **Rudyak V.Ya., Belkin A.A. and Tomilina E.A.** On the thermal conductivity of nanofluids // *Tech. Phys. Lett.* 2010. Vol. 36. No. 14. P. 49–54.

## К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ АВАРИЙНОГО РЕМОНТА В СИСТЕМАХ ТЕПЛОСНАБЖЕНИЯ

### АННОТАЦИЯ

В централизованных водяных системах теплоснабжения в период аварийных ситуаций отпуск теплоты потребителям осуществляется в ограниченном количестве либо потребители вообще не получают тепловую энергию в течение некоторого времени. Одной из основных задач при этом является определение времени, необходимого для ликвидации аварии.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Централизованное водяное теплоснабжение поселений, представляющее собой большую энергетическую систему, имеет не только экономическое, но в большей степени социальное значение, обеспечивая подачей теплоты нормальную жизнедеятельность населения страны [1].

В последние годы в сложившихся условиях эксплуатации систем теплоснабжения на источниках теплоты, а особенно в тепловых сетях, возникают аварийные ситуации. Наиболее часто случаются аварии не на магистральных, а на внутриквартальных тепловых сетях. Это приводит к снижению количества теплоты, подаваемой потребителям, а иногда к полному прекращению ее подачи. Длительность этого периода определяется в основном диаметром отказавшего трубопровода сети или оборудования источника. При этом, на продолжительность перерыва в подаче также влияет оперативность и техническая оснащенность аварийно-восстановительной службы. В связи с чем для централизованных систем теплоснабжения очень важным показателем является время ликвидации аварий.

### 2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Аварийные ситуации в системах теплоснабжения приводят к ограничению теплоподачи, а в зданиях и сооружениях нарушается тепловой режим. В результате недоподачи теплоты или полного ее прекращения снижается температура внутреннего воздуха в помещениях.

Люди могут находиться в помещениях лишь столько времени, на сколько хватает теплоаккумулирующей способности зданий [1]. За этот период времени должен быть завершён ремонт вышедшего из строя элемента системы теплоснабжения. Эксплуатирующим организациям и аварийно-ремонтным службам в этом случае необходимо знать промежуток времени, на который можно отключить потребителей от подачи теплоносителя в системы отопления. То есть, одной из основных задач при авариях в системе

теплоснабжения, является определение времени необходимого для их ликвидации.

При режиме недогрева или при полном прекращении подачи тепловой энергии на отопление, тепловые потери здания частично возмещаются за счет теплоты аккумулированной в его ограждениях и внутренних теплопоступлений. И именно этот процесс влияет на скорость и время остывания здания. В помещениях формируется нестационарный тепловой режим, особенностью которого является изменение во времени температуры внутреннего воздуха.

В процессе определения времени для ликвидации аварий, то есть времени в течении которого здание остывает до минимально допустимой температуры предлагается ориентироваться на наиболее неблагоприятные здания, имеющие наименьший коэффициент аккумуляции. Коэффициент показывает период времени, в течение которого при выключенном отоплении разность между температурами внутреннего и наружного воздуха изменится в 2,72 раза [2].

Время, в течение которого будет изменяться температура внутреннего воздуха до заданной величины, определяется на основе [1, 3] по уравнению как:

$$z = -\beta \cdot \ln \frac{t'_B - t_H}{t''_B - t_H}, \quad (1)$$

где  $\beta$  - коэффициент аккумуляции здания,  $\chi$ ;  $t'_B$  - температура воздуха внутри помещения в установившихся условиях,  $t''_B$  - температура внутреннего воздуха при новом тепловом состоянии, °С;  $t_H$  - наружная температура воздуха, °С.

В этом уравнении изменение температуры внутри помещений зданий фактически определяет коэффициент  $\beta$ .

Коэффициент аккумуляции в основном определяют экспериментально, но возможно его определить и расчетным путем с определением массы ограждающих конструкций и их теплоемкостей, однако это довольно сложно и трудоемко. Коэффициент зависит не только от массогабаритных и теплофизических параметров ограждающих конструкций зданий, но и наличия внутренних ограждений, как, то перекрытий, внутренних перегородок, оконных и дверных проемов, заполненности объемов мебелью, оборудованием и т.д.

В практике проектирования, а особенно в практике эксплуатации систем теплоснабжения, и при аварийных ситуациях зачастую требуется знать и определять коэффициент аккумуляции  $\beta$  достаточно быстро.

Городская застройка, оснащенная централизованной системой теплоснабжения, как правило, насыщена зданиями различной этажности, построенными в разные годы и из разнообразных материалов. Зачастую в условиях эксплуатации систем теплоснабжения теоретически невозможно определить точные значения коэффициента аккумуляции, не только из-за трудоемкости выполнения теплотехнических расчетов, но чаще всего из-за отсутствия достоверных сведений о теплозащитных материалах и ограждающих конструкций, свойства которых меняются с течением времени эксплуатации.

Время остывания зданий, в случае снижения или полного прекращения подачи теплоты предлагается определять на основе оценочного коэффициента аккумуляции  $\beta_o$  [3]. Для каждого типа здания определенной геометрии его определяют, используя уравнение:

$$\beta_o = \frac{m_{\Sigma}^{зд} \cdot c_{пр}^{зд}}{F_{\Sigma}^{с.к.} \cdot \alpha_{пр}^{зд}}, \quad (2)$$

где  $m_{\Sigma}^{зд}$  - масса элементов строительных конструкций всего здания, кг;  $c_{пр}^{зд}$  - приведенная суммарная удельная теплоемкость строительных материалов, кДж/(кг К);  $F_{\Sigma}^{с.к.}$  - суммарная площадь поверхностей строительных конструкций, м<sup>2</sup>;  $\alpha_{пр}^{зд}$  - приведенный коэффициент теплоотдачи от поверхности наружных ограждений к наружному воздуху, Вт/(м<sup>2</sup> К). Для других типоразмеров зданий, например, с большей этажностью, предлагается первоначально рассчитывать удельный по теплоотдающей поверхности

коэффициент аккумуляции  $\beta_F$ , ч/(кг м<sup>2</sup>). Его определяют как отношение оценочного коэффициента аккумуляции, к площади теплоотдающих поверхностей здания и масс элементов строительных конструкций, т.е.:

$$\beta_F = \frac{\beta_o}{F_{\Sigma}^{т.п.} \cdot m_{\Sigma}^{зд}}, \quad (3)$$

где  $\beta_o$  - оценочный коэффициент аккумуляции, ч;  $F_{\Sigma}^{т.п.}$  - площадь теплоотдающих поверхностей, м<sup>2</sup>.

Такой подход позволяет для зданий с однотипными ограждениями, но других строительных габаритов довольно быстро рассчитать коэффициент тепловой аккумуляции.

То есть, зная удельный коэффициент аккумуляции  $\beta_F$ , для зданий, имеющих другие габариты действительный коэффициент аккумуляции  $\beta'$  можно, определить по формуле:

$$\beta' = \beta_F \cdot F_{\Sigma}^* \cdot m_{\Sigma}^*, \quad (4)$$

где  $F_{\Sigma}^*$  - теплоотдающая поверхность здания других габаритов, м<sup>2</sup>,  $m_{\Sigma}^*$  - масса элементов строительных конструкций здания других габаритов, кг.

В качестве примера, приняв одинаковые геометрические и теплофизические параметры наружных ограждений для трех типов 5-ти этажных зданий в форме параллелепипедов, выполнены расчеты оценочного значения коэффициента аккумуляции. Для зданий на основе детального теплотехнического расчета определены термические сопротивления R наружных ограждений, величины тепловой инерции D, приведенная плотность материалов стен  $\rho_{пр}^{зд}$ , приведенная удельная теплоемкость  $c_{пр}^{зд}$ , масса элементов строительных конструкций всего здания  $m_{\Sigma}^{зд}$ . Результаты расчета приведены в таблице 1.

Таблица 1. Коэффициенты аккумуляции зданий

№ п/п	Наружные ограждающие конструкции	Площадь теплоотдающих поверхностей, м <sup>2</sup>	Объем материалов строительных конструкций, V, м <sup>3</sup>	Тепловая инерция, D	Оценочный коэффициент аккумуляции $\beta_o$ , ч	Удельный коэффициент аккумуляции $\beta_F$ , ч/(кг м <sup>2</sup> )	Коэффициент аккумуляции зданий других габаритов $\beta'$ , ч
1	Каркасное здание из газосиликатных блоков	5477	7392,3	6,3	29	1,7*10 <sup>-9</sup>	30,0
2	Крупнопанельное здание из керамзитобетона		4247,2	4,3	18	8,1*10 <sup>-10</sup>	17,3
3	Здание из силикатного кирпича		4337,0	4,6	21	6,2*10 <sup>-10</sup>	20,6



Для зданий, приведенных в табл.1 зависимость удельных коэффициентов аккумуляции от площади ограждающих поверхностей показаны на рис.1.

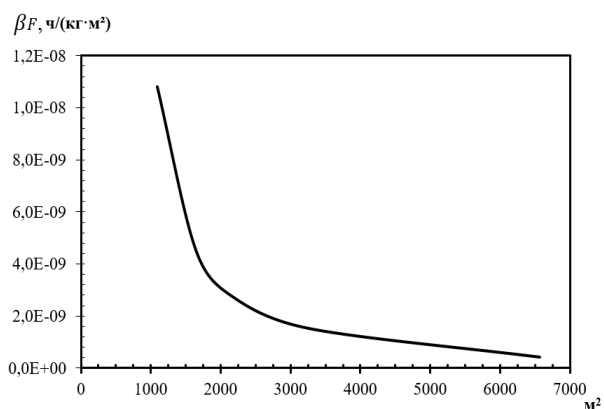


Рис.1. Зависимость удельного коэффициента аккумуляции  $\beta_F$  от площади ограждающих поверхностей здания.

Из рис.1 следует, что чем больше габариты, тем меньше удельный коэффициент аккумуляции здания.

На рис.2 показаны зависимости действительных коэффициентов аккумуляции от площади поверхностей зданий, ограждения которых выполнены из различных материалов.

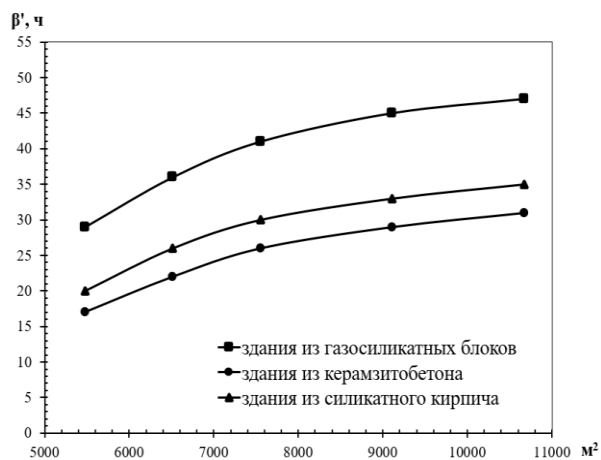


Рис.2. Зависимости коэффициента  $\beta'$  от площади теплоотдающих поверхностей.

Сравнение полученных результатов расчета  $\beta'$  с численными значениями коэффициентов аккумуляции [1,2] имеют хорошее совпадение.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно отметить, что теплоаккумулирующая способность зданий позволяет определять допустимое время на ограничение теплоснабжения, при авариях на тепловых сетях.

Для определения времени ликвидации аварии (перерыва в подаче теплоты потребителям),

возможно, использовать методику расчета на основе оценочного коэффициента аккумуляции.

Время на ликвидацию аварии в теплоснабжаемом районе, застроенном зданиями в разные годы и из разных строительных материалов, можно определять, ориентируясь на самый неблагоприятный объект.

При выполнении расчетов необходимо задаваться минимально допустимой по санитарным нормам температурой внутреннего воздуха  $t'_в$ , до которой может быть понижена температура (например жилые здания до +10°C, промышленные до +5°C).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ионин А.А.** Надежность систем тепловых сетей. – М.: Стройиздат, 1989. – 268 с. – ил.
2. **Соколов Е.Я.** Теплофикация и тепловые сети. М.: Издательство МЭИ, 2002, 472 с., ил
3. **Мануковская Т.Г.** Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук «Разработка системы снабжения тепловой энергией промышленных объектов с учетом аккумулирующей способности зданий», Воронеж, 2012.

## ПРИРОДА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ФОНОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Конденсированная среда (КС) представляет собой систему поляризованных взаимодействующих атомов [1]. Формирование свойств КС определяется особенностями зарядовых возбуждений в атомах и их соответствующей поляризации, отвечающей принципу детального зарядового равновесия. Теории теплоемкости и теплопроводности КС, основанные на квантовых представлениях о дискретности возбуждений упругой энергии, удовлетворяют лишь качественной интерпретации температурных зависимостей теплоемкости и фоновой теплопроводности. Представление фононов в виде виртуальных частиц позволяет решить задачу передачи тепла в рамках аналитической теории Фурье [2]. Однако эта интерпретация не раскрывает реальных процессов, отражающих квантовый характер возникновения энергетических уровней зарядовых возбуждений на атомах и в КС в целом. Т.е. не учитывается тот факт, что при внешнем воздействии, хаотизации возбуждений поляризованных атомов предшествуют тепловые зарядовые возбуждения в них. По этой же причине не достигла успехов общая феноменологическая теория термодинамики необратимых явлений. Здесь проблема упирается в отсутствие положения, объединяющего законы сохранения энергии и возрастания энтропии [3]. Заметим, при снижении температуры переход системы к равновесному состоянию сопровождается убыванием энтропии атомной подсистемы, тогда как энтропия электронной подсистемы повышается, в виду хаотизации квантовых возбуждений зарядов, починающихся принципу Паули.

### 2. СУТЬ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ФОНОННОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Известно [2], что конечность фоновой теплопроводности, как и тепловое расширение, однозначно определяются ангармонизмом колебаний атомов. Он обусловлен асимметрией потенциала межатомного взаимодействия, который, в свою очередь, определяется [1] квантовой природой формирования зарядовых возбуждений в поляризованных атомах КС. Формирование свойств этой среды в каждом равновесном состоянии определяется: давлением ( $P$ ), объемом ( $V$ ), температурой ( $T$ ) и энтропией  $S(P, V, T)$ . При исследованиях свойств КС в условиях атмосферного давления эти параметры являются функциями объема и температуры,

которые от температур, близких к 0К и до плавления изменяются на  $\sim 10\%$  и три порядка соответственно. Сравнительно небольшое изменение объема, казалось бы, снижает значимость эффекта ангармонизма, которому обязано изменение  $V$ . Поэтому первоначальные представления, на которых основывалась теория теплопроводности КС, были подобны аналитической теории газов, где в качестве частиц рассматривались фононы – кванты упругих колебаний взаимодействующих атомов. Для гармонических колебаний с определёнными значениями частоты и амплитуды выполняется принцип суперпозиции. Поэтому газ фононов, по определению, обладает всеми чертами идеального газа, который характеризуется концентрацией частиц и соответствующим распределением их энергий. Заметим условие идеальности предполагает отсутствие реального взаимодействия между фононами. Общий вид выражения Лейбфрида и Шлема для расчета фоновой теплопроводности ( $W^{ph}$ ) представляется как [4]:

$$W^{ph} = A \frac{G^2 V_a T}{C_a M_a a^4 T_D^3} \int \dots dSdq \quad (1)$$

где  $A$  – числовая константа,  $V_a$ ,  $M_a$ ,  $C_a$  – атомные объем, масса и теплоемкость соответственно;  $a$  – параметр решетки;  $T_D$  – температура Дебая;  $S$  – поверхность импульсного пространства, на которой лежат дозволённые законом сохранения энергии значения волнового вектора  $q$ . Двойной интеграл содержит спецфункцию, которая представляет собой комбинацию экспоненциальных функций с показателем, содержащим, помимо температуры, характеризующей энергию возбуждения, температуру Дебая  $T_D$  и безразмерную константу  $\Theta$ . Значения  $T_D$  и  $\Theta$  служат подгоночными параметрами для совмещения кривой, описываемой выражением (1), с экспериментальной зависимостью  $W=f(T)$ . Изменение объема, обычно, учитывается поправкой. Развитие этой теории было обусловлено необходимостью учета вероятности взаимодействия фононов, которая в реальных процессах связана с эффектом ангармонизма тепловых колебаний атомов. Вероятность взаимодействия задает сечение рассеяния и среднюю длину свободного пробега фононов, которая для гармонических колебаний равна бесконечности. При аналитическом решении задачи конечности фоновой теплопроводности (в рамках трехфононных процессов) предусмотрен переход виртуальной системы из одного равновесного состояния в другое, в результате рассеяния квазичастиц. Такая интерпретация не отражает

природу  $W^{ph}(T,V)$  поскольку не учитывается особенность формирования потенциала межатомного взаимодействия с ростом температуры. Эта особенность определяет температурную зависимость коэффициента теплового расширения (КТР), которая в интервале температур близких к 0К и плавления изменяются более чем на четыре порядка.

### 3. КОРРЕЛЯЦИЯ СВОЙСТВ, ОПРЕДЕЛЯЕМЫХ АНГАРМОНИЗМОМ, КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ В КРИСТАЛЛЕ

Изменение потенциала межатомного взаимодействия с ростом температуры отражает особенность формирования ангармонизма колебаний атомов в кристалле. В связи с чем, очевидно, что между свойствами, определяемыми ангармонизмом, должна наблюдаться корреляция.

На большом экспериментальном материале нами [5] показано наличие линейной связи фононного теплосопротивления с термодинамическим комплексом  $\beta(T)T = TdV/VdT$  в интервале от самых низких температур до температуры плавления  $T_{пл}$ :

$$W^{ph}(T) = W^*\beta(T)T, \quad (1)$$

где  $W^*$  – характеристическое фононное теплосопротивление. На рис. 1 представлена зависимость  $W/W^*$  – приведенного теплосопротивления от  $\beta(T)T$  в широкой области температур, построенная по нашим и справочным данным, для веществ с различным типом межатомной связи.

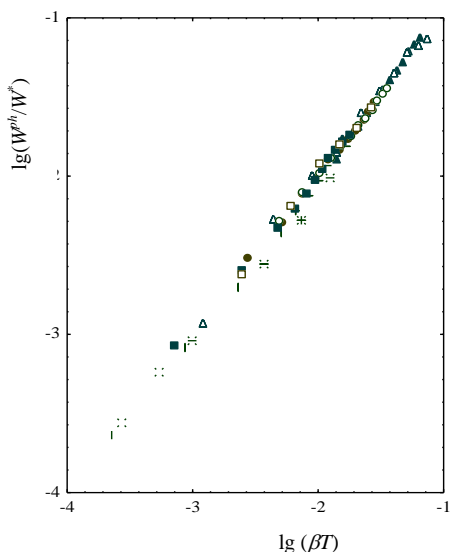


Рис. 1. Корреляция приведенного теплосопротивления с  $\beta T$ : ● – KCl (0.997; 60÷300K), ○ – NaCl (0.999; 80 ÷ 300K), □ – SiO<sub>2</sub> (0.996; 100÷600K), ▲ – SiC (0.998; 200 ÷ 1200K), Δ – MgO (0.995; 120÷1600K), ■ – BeO (0.998; 573÷1673K), + – Si (0.999; 150÷1100K), \* – алмаз (0.998; 150÷1000K).

В таблице 1 приведены значения  $W^*$ , интервалы температур, в которых определялись  $W(T)$  и  $\beta(T)$ , а так же температуры Дебая и плавления. Микроскопическая расшифровка позволяет выразить  $W^*$  для термодинамически подобных веществ в удобном для расчетов виде:

$$W^* = K \frac{\gamma^{1/3}}{T_D^2 \mu^{3/4}} \quad (2)$$

Здесь  $\gamma$  и  $\mu$  – плотность и средняя молярная масса вещества;  $K = x\beta_{пл}T_{пл}$ ,  $\beta_{пл}T_{пл} \approx 0.087$  критерий Пикте. Значения  $x$  приведены в таблице 1.

Таблица 1

В-во	$W^*$ , м-К/Вт	$\Delta T$ , К	$T_D$ , К	$T_{пл}$ , К
Ковалентные кристаллы ( $x=19.8 \cdot 10^5$ )				
Алмаз	1,2±0,21	140-1000	1860	3760
SiC	1,77±0,3	200-1200	1310	2830
B <sub>4</sub> C	1,83±0,24	373-1313	1500	2620
BeO	2,49±0,39	573-1673	1280	2840
MgO	3,78±0,5	120-1700	900	3073
Ионные кристаллы ( $x=19.8 \cdot 10^5$ )				
LiF	7,11±0,4	80-300	700	1143
NaF	9,78±1,5	100-300	473	1265
NaCl	12,0±0,6	80-300	308	1073
KCl	13,0±1,2	60-280	234	1049
KBr	16,2±0,5	60-300	166	1000
Ионно-ковалентные кристаллы ( $x=99.0 \cdot 10^5$ )				
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	14,9±0,49	300-1300	1020	2290
AlN	10,5±1,7	473-1673	1000	2600
UO <sub>2</sub>	18,0±1,8	375-1573	800	2500
TiO <sub>2</sub>	25,8±4,8	473-1273	712	2110
SiO <sub>2</sub>	30,0±2,4	110-600	500	2000
Рыхлоупакованные кристаллы ( $x=6.6 \cdot 10^5$ )				
Si	6,48±0,6	150-1100	674	1683
GaP	8,4±1,2	300-680	450	1810
Ge	8,8±1,5	50-900	377	1210
CaF <sub>2</sub>	15,0±0,9	80-300	515	1630
InAs	20,4±3,3	60-800	249	1215
InSb	43,5±4,5	60-800	203	809
GaSb	17,4±0,24	60-800	265	985

Принимая во внимание, корреляцию (1), можно видеть, что конечность фононной теплопроводности определяется изменением межатомного расстояния, которое, в свою очередь, является функцией температуры. Откуда следует, что природа формирования  $W^{ph}(T)$  определяется изменениями зарядовых возбуждений во взаимодействующих поляризованных атомах КС, которые, в значительной мере, обусловлены особенностями изменений межатомных расстояний.

Работа выполнена при поддержке ГЗ № FZNZ-2020-0002.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Слэтер Дж. Диэлектрики, полупроводники, металлы. М.: Мир, 1969. 647 с.
2. Рейсленд Дж. Физика фононов. М.: Мир, 1975. 365с
3. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1974. 304 с.
4. Займан Дж. Электроны и фононы. М.: Иностран. лит., 1962. 488 с.
5. Казбеков К.К., Мурлиева Ж.Х., Палчаев Д.К. // Письма в «Журнал технической физики». – 2003. – Т. 29, № 13. – С. 19–25.

## ФОНОННАЯ СВЕРХТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Теория рассеяния фононов на фононах допускает, что температурная зависимость теплосопrotivления ( $W$ ) может быть получена в рамках квазигармонического приближения, т.е. рост рассеиваемой энергии с температурой связывается с особенностями роста энергии гармонических колебаний атомов решетки [1,2]. В то же время, согласно [1, 3], предположение о малости ангармонического члена в разложении потенциальной энергии межатомного взаимодействия, а, тем более, гармоническое приближение [4], не позволяют полностью раскрыть природу рассеяния фононов. Как отмечается в [5], если бы колебания атомов были строго гармоническими, то теплопроводность твердых тел была бы бесконечной. Кроме того, теплосопrotivление, как и тепловое расширение ( $\beta$ ), своим существованием обязано ангармонизму колебаний атомов. Наши исследования [6] показали наличие линейной связи фононного теплосопrotivления ( $W_{ph}$ ) с коэффициентом теплового расширения (КТР):

$$W_{ph}(T) = W^* \beta(T) T \quad (1)$$

Здесь  $\beta(T) = dV/VdT$ ;  $W^*$  – характеристическое фононное теплосопrotivление – константа для каждого вещества, которую можно выразить через его фундаментальные параметры. Заметим, факт наличия связи (1) установлен на основе экспериментальных данных по  $W(T)$  и  $\beta(T)$  для большого числа неметаллов, в том числе и для рыхлоупакованных ковалентных структур, претерпевающих инверсию знака теплового расширения (ангармонизма). Закономерность (1) справедлива для каждого равновесного состояния. Экспериментальные значения КТР и  $W$  от низких температур до температур, близких к  $T_{пл}$ , меняются на порядки, а отношение  $W_{ph}(T)/\beta(T)T$  остается постоянным в пределах погрешности определения этих величин. В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на особенности поведения теплосопrotivления в системах, претерпевающих инверсию знака ангармонизма.

### 2. ПРОБЛЕМЫ, СВЯЗАННЫЕ С КВАЗИГАРМОНИЧЕСКИМ ПРИБЛИЖЕНИЕМ

Как известно, общее теплосопrotivление складывается из вкладов от рассеяния на статических ( $W_s$ ) и динамических дефектах:

$$W(T) = W_b + W_d + W_{ph}(T) = W_s + W_{ph}(T), \quad (2)$$

где  $W_b$ ,  $W_d$  и  $W_{ph}$  – вклады от рассеяния на границах, дефектах и фононах соответственно. Ниже темпера-

туры Дебая ( $T_D$ ), согласно формуле Лейбфрида-Шлемана,  $W_{ph}$  пропорционально квадрату КТР:

$$W_{ph} = K \frac{v^4 \beta^2}{c_p^2} \left( \frac{T_D}{T} \right)^3 \exp\left( -\frac{T_D}{T\theta} \right) \quad (3)$$

где  $\theta$  – подгоночный параметр. В точке инверсии ( $T_i$ ) знака КТР фононный вклад  $W_{ph}=0$ , т.к.  $\beta=0$ . Тогда  $W$  будет определяться рассеянием фононов на статических дефектах  $W_s$ . Согласно формуле (3) не существует проблемы описания  $W_{ph}$  при отрицательном ангармонизме колебаний атомов, поскольку  $W_{ph} \sim \beta^2$ . При этом никак не обсуждается экстремум фононной составляющей при  $T_i$ , (см. рис. 1), возникающий, согласно (3), когда  $\beta=0$ , а температурный коэффициент фононного теплосопrotivления претерпевает инверсию знака. Таким образом, теория (3), даже качественно, не описывает поведение общего теплосопrotivления вблизи  $T_i$ .

Стремление  $W_{ph}(T)$  к нулю вблизи  $T_i$  при снижении температуры (линия, обозначенная точками), неизбежно, должно было привести к некоторому минимуму значения  $W(T) = W_s + W_{ph}(T)$  при  $T_i$ , а затем – к его росту. Как видно (рис. 1),  $W(T)$  демонстрирует противоположный характер поведения.

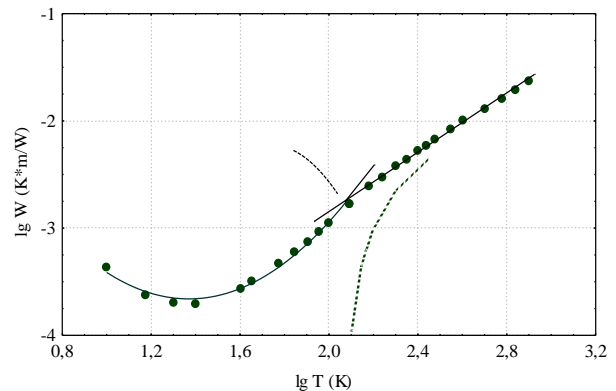


Рис. 1. Температурная зависимость теплосопrotivления кремния: экспериментальные данные  $W(T)$  [7] – ●; рассчитанные значения  $W_{ph}$  выше  $T_i$  – точки; пунктирная линия –  $W_s + W_{ph}$  ниже  $T_i$

В то же время, согласно (1), ниже температуры инверсии знака КТР значения  $W_{ph}(T)$  приобретают отрицательные значения. Это не противоречит закону Фурье, поскольку изменение знака  $W_{ph}(T)$  не означает нарушение противоположности векторов потока тепла и градиента температуры. Согласно модели Дебая, отрицательные значения  $W_{ph}(T)$  (1), свидетельствуют об изменении знака «длины свободного пробега» (ДСП) фононов, определяемого

знаком перед логарифмом отношения интенсивностей теплового возбуждения в потоке до и после очередного акта рассеяния. В свою очередь, ДСП задается сечением рассеяния фононов. Поскольку тепловое расширение определяется амплитудой колебаний, то эффект отрицательного КТР приводит к уменьшению амплитуды колебаний с ростом температуры. Одновременно изменяется направление уменьшения амплитуды колебаний относительно направления градиента температуры. При этом, эффект отрицательного ангармонизма приводит к снижению сечения рассеяния с ростом температуры (в среднем по объему).

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Ввиду наличия связи  $W_{ph}(T)$  с  $\beta(T)T$  вплоть до температур, где сказываются граничные эффекты,  $W_{ph}$  может оказаться равным нулю при  $T \neq 0$ , если  $\beta \rightarrow 0$ . В этой связи нами [8] высказано предположение о возможности существования высокотемпературной фононной сверхтеплопроводности. Для проверки этой гипотезы, а также изучения особенностей температурной зависимости общего теплосопротивления в области  $T_i$ , из-за сингулярности поведения  $W_{ph}(T)$  при  $T_i$ , следующей из (1) и (3), мы исследовали [8] образцы монокристаллического кремния марки КЭФ длиной 25 mm различного сечения в интервале температур от 80 до 160K. Различное сечение образцов позволило проследить изменение вклада  $W_s$  в общее теплосопротивление в области  $T_i$ . Температурные зависимости наших данных по  $W$  и  $\beta$  кремния для образца сечением 14.78 mm<sup>2</sup> в исследованном интервале температур хорошо согласуются с данными, рекомендуемыми в [7, 9].

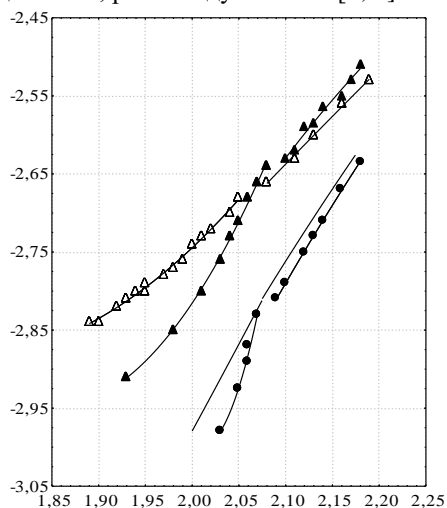


Рис. 2 Значения  $W=f(T)$  кремния в зависимости от площади сечения (мм<sup>2</sup>):  $\Delta$  - 0,65;  $\blacktriangle$  - 3,80;  $\bullet$  - 14,78; — - значения, рекомендуемые в работе [7] для сечения -15 мм<sup>2</sup>.

Как видно, ниже 120K с увеличением сечения образца четко прослеживается тенденция  $W \rightarrow 0$ .

Для установления поведения зависимости  $W_{ph}(T)$  при инверсии знака КТР нами выполнены прецизионные исследования  $W(T)$  для монокристаллического

кремния сечением 33.35 мм<sup>2</sup> в непосредственной близости от  $T_i$  (см. рис. 3). Пик, приходящийся на ~121,1K, возникающий при стремлении  $W_{ph}(T)$  к нулю справа и слева, согласно (1) и (3), определяется значением  $W_d$ . Вклад  $W_b$  проявляет себя при температурах близких к 0K. Возрастание угла наклона зависимости  $W(T)$  ниже 121,1K (рис. 3) указывает на снижение теплосопротивления (2) в виду того, что вклад  $W_{ph}(T)$  приобретает отрицательные значения.

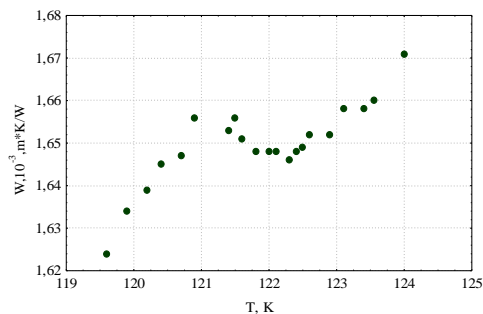


Рис. 3. Температурная зависимость  $W(T)$  вблизи  $T_i$ .

Поведение  $W(T)$  выше и ниже  $T_i$  (рис. 3) свидетельствует об отличии механизмов рассеяния фононов на дефектах при положительном и отрицательном ангармонизмах колебаний атомов.

Таким образом, экспериментальные данные подтверждают предсказываемую формулами (1) и (3) особенность фононного теплосопротивления в точке инверсии знака КТР. Эта особенность в  $T_i$  становится понятной, если учесть инверсию знака  $W_{ph}(T_i)$ , наряду с инверсией знака КТР, следующей из (1). Заметим, закономерность (1) является эмпирическим фактом, в отличие от аналитического выражения (3) для описания системы виртуальных частиц. Отсутствие явного проявления высокотемпературной сверхтеплопроводности связано с наличием граничного эффекта.

Работа выполнена при поддержке ГЗ № FZNZ-2020-0002.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Займан Дж. Электроны и фононы. М.: Иностран. лит., 1962. 488 с.
2. Берман Р. Теплопроводность твердых тел. М.: Мир, 1979. 286 с.
3. Пайерлс Р. Сюрпризы в теоретической физике. М.: Наука, 1988. 176 с.
4. Сирота Н.Н. О теплопроводности решетки твердых тел // Докл. АН СССР, 1991. Т. 318. № 6. С.1380-1385
5. Рейсленд Дж. Физика фононов. М.: Мир, 1975. 365с.
6. Palchaev D.K., Zh. Kh. Murlieva. Expression for the Calculation of the Phonon Thermal Resistivity of Solids// Phys. stat. sol. (b), 1993. V.176. K5.
7. Охотин А.С. Теплопроводность твердых тел. М.: Энергоиздат. 1984. 321с.
8. Палчаев Д.К. Ж.Х. Мурлиева и др. Теплосопротивление кремния в области инверсии знака теплового расширения // ФТТ, 1996. Т. 36. №. 3. С. 685-688.
9. Новикова С.И. Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука. 1974. 291 с.

## АНАЛИЗ ТЕПЛООБМЕНА В ЭКРАННО-ВАКУУМНОЙ ТЕПЛОИЗОЛЯЦИИ ПРИ МЕХАНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Экранно-вакуумная теплоизоляция (ЭВТИ) представляет собой многослойную конструкцию из большого количества отражающих экранов из металлизированной полимерной пленки или металлической фольги, часто разделенных прокладочным материалом с низкой теплопроводностью.

Особенности ЭВТИ и сложность теоретического анализа тепловых процессов делают расчеты ее характеристик зависимыми от получения данных о состоянии системы во время тепловых испытаний. Некоторые параметры системы невозможно определить прямыми измерениями, что приводит к необходимости решения обратных задач теплообмена, которые являются основным средством для обработки и интерпретации результатов тепловакуумных испытаний. Для этого необходимо определить граничные условия и поля температур, найти коэффициенты теплопереноса, определить теплофизические и радиационные свойства материалов [1]. Исходной информацией для решения обратных задач теплообмена являются результаты измерения температуры внутри образцов. Технически и экономически усложняет задачу необходимость проведения нескольких экспериментов при различных тепловых режимах для обеспечения единственности определения вектора неизвестных параметров математической модели [2]. Поэтому большое значение имеет составление математической модели, которая будет описывать реальную, а не идеальную, систему и позволит извлекать максимальное количество информации из результатов тепловых испытаний.

Математические модели, учитывающие плотность укладки экранов теплоизоляции, являются эмпирическими и не принимают во внимание изменение характера теплообмена между экранами [3, 4]. Однако при малом зазоре между телами (порядка микро- и нанометров) тепловой поток возрастает из-за взаимодействия неоднородных электромагнитных волн у поверхностей тел [5]. По закону Стефана-Больцмана реальные материалы обладают степенью черноты менее 100% на расстояниях больше, чем длина волны, в то время как в ближнем поле этот показатель на порядок может превышать степень черноты абсолютно черного тела, равную 100%, даже между сильно отражающими металлическими поверхностями [6].

За счет этого эффекта появляется возможность усовершенствовать математическую модель ЭВТИ с высокой плотностью укладки (выше оптималь-

ной), что позволит точнее определять компоненты теплового потока через теплоизоляцию в зависимости от плотности укладки экранов.

### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Величина теплового потока между соседними экранами  $q$  будет складываться из конвективной  $q_{\text{конв}}$ , кондуктивной  $q_{\text{конд}}$  и радиационной  $q_{\text{рад}}$  составляющих, в свою очередь, радиационная составляющая  $q_{\text{рад}}$  складывается из теплового потока от распространяющихся (бегущих) электромагнитных волн  $q_{\text{б.в.}}$  (по закону Стефана-Больцмана) и от неоднородных волн  $q_{\text{н.в.}}$  (в ближнем поле):

$$q = q_{\text{конв}} + q_{\text{конд}} + q_{\text{рад}}$$

$$q_{\text{рад}} = q_{\text{б.в.}} + q_{\text{н.в.}}$$

После завершения дегазации, в близких к вакууму условиях, величиной конвективной составляющей можно пренебречь. А в идеальном случае расположения экранов, когда отсутствует физический контакт между ними, обратится в 0 и кондуктивная составляющая:

$$q_{\text{конв}} = 0, \quad q_{\text{конд}} = 0$$

$$q = q_{\text{рад}} = q_{\text{б.в.}} + q_{\text{н.в.}}$$

Таким образом, определение величины теплового потока в ЭВТИ можно привести к расчету величины лучистого потока между экранами.

Систему экранов теплоизоляции можно рассмотреть как плоскопараллельные изолированные тела, разделенные зазором  $\delta$  (рис. 1).

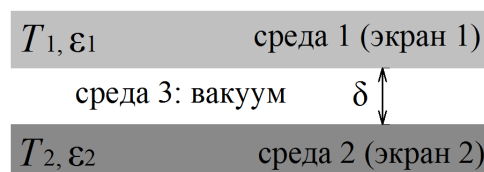


Рис. 1. Расчетная схема для двух соседних экранов в виде параллельных пластин в вакууме, разделенных зазором.

Величина теплообмена в ближнем поле между пластинами (экранами), разделенными вакуумным зазором, определяется шириной этого зазора и рассчитывается суммированием вкладов дальнего и ближнего поля по s- и p-поляризованным волнам [5, 6, 7]. Ширина  $\delta$ , при которой теплоперенос осуществляется в основном неоднородными волнами, зависит от характерной длины волны  $\lambda_T$  для

рассматриваемой температуры  $T$  следующим образом [5, 8]:

$$\delta < \lambda_T = \frac{\hbar c}{k_B T}$$

где  $k_B$  – константа Больцмана,  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка.

Это дает возможность проанализировать характерные масштабы влияния неоднородных волн на теплообмен, приведенные в табл. 1, и определить диапазон расстояний и температур, которые целесообразно рассмотреть.

Таблица 1. Характерные масштабы влияния неоднородных волн на теплообмен в зависимости от температуры тела

T, К	$\delta$ , мкм	T, К	$\delta$ , мкм
1	2290	273	8,39
4	573	500	4,58
77	29,74	1000	2,29

По результатам в табл.1 можно сделать вывод, что наибольший интерес представляет применение теплообмена в ближнем поле к математической модели ЭВТИ в диапазоне криогенных температур. Снижение граничных температур, увеличивающее характерную длину волны, увеличивает и расстояние, на котором неоднородные волны вносят существенный вклад в теплообмен [9, 10, 11], что приведет к увеличению теплового потока даже при отсутствии контакта экранов между собой, поскольку толщина многих прокладочных материалов существенно меньше характерных длин волн при криогенных температурах.

В эксперименте НАСА [12] была определена оптимальная плотность слоев для ЭВТИ низкой плотности в диапазоне температур от 77К до 293К. Оптимальное значение по результатам эксперимента лежит в пределах 1,5-2,6 слоя/мм. При увеличении или уменьшении плотности теплопроводность матов возрастает. Полученная оптимальная плотность значительно превышает расчетные характерные масштабы влияния неоднородных волн при данном диапазоне температур, что лишает ближнее поле возможности вносить вклад в тепловой поток и может являться одним из объяснений увеличения теплового потока при увеличении плотности укладки. Зависимость оптимальной плотности теплоизоляции от температуры продемонстрирована также в исследовании [13], в котором теплоизоляция рассматривалась при температурах 4–300 К. В нем показано, что чем ближе экран ЭВТИ к холодной границе 4,2 К, тем более низкой должна быть плотность укладки экранов, которая обеспечивается большим количеством прокладочных слоев, а плотность при оптимальном распределении по толщине мата варьируется от 3,31 слоя/см (0,331 слоя/мм) до 19,98 слоя/см (1,998 слоя/мм).

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен вариант усовершенствования математической модели экранно-вакуумной теплоизоляции, а полученные результаты позволяют утверждать, что учет влияния неоднородных (нераспространяющихся) волн на теплоперенос между экранами необходим для анализа теплового состояния систем при криогенных температурах. Применение представленной модели для криогенных систем и агрегатов в составе космического аппарата обосновано существенными расстояниями, на которых взаимодействие неоднородных волн в ближнем поле вносит вклад в тепловой поток. Это позволит учитывать тепловые потоки, не отраженные в традиционных способах расчета, что повысит точность анализа данных при тепловакуумной обработке космической техники.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Alifanov, O.M., Nenarokomov, A.V., and Gonzalez, V.M.** Study of multilayer thermal insulation by inverse problems method // *Acta Astronautica*. 2009, 65. P. 1284–1291.
2. **Nenarokomov, A.V., Alifanov, O.M., and Titov, D.M.** Estimating thermal and radiative properties of insulating materials // *Inverse Problems in Science and Engineering*. 2012. Vol. 20, No.5. P. 639–649.
3. **T.C. Nast, D.J. Frank, J Feller.** Multilayer insulation considerations for large propellant tanks // *Cryogenics*. 2014. Vol. 64. P. 105-111.
4. **Shun Okazaki, Haruo Kawasaki, Masahide Murakami, Hiroyuki Sugita, Yasuro Kanamori.** Influence of processing on thermal performance of space use multilayer insulation // *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. 2014. Vol. 2, No.2. P. 334-342.
5. **Дмитриев А. С.** Введение в нанотеплофизику. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2019. 790 с.
6. **E. Nefzaoui, Y. Ezzahri, J. Drevillon, and K. Joulain.** Maximal near-field radiative heat transfer between two plates // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2013. 63. 30902.
7. **L. Wang, M. Bie, W. Cai, L. Ge, Z. Ji, Y. Jia, K. Gong, X. Zhang, J. Wang, J. Xu.** Giant near-field radiative heat transfer between ultrathin metallic films // *Opt Express*. 2019. Vol. 27, No. 25. 36790.
8. **X. Liu, L. Wang, Z.M. Zhang.** Near-Field Thermal Radiation: Recent Progress and Outlook // *Nanoscale and Microscale Thermophys. Eng.* 2015. Vol. 19. P. 98–126.
9. **T. Kralik, P. Hanzelka, V. Musilova, A. Srnka, P. Urban.** Near field radiative heat transfer between macroscale metallic surfaces at cryogenic temperatures // *Cryogenics*. 2021, 113. P. 1–6.
10. **V. Musilova, T. Kralik, T. Fort, M. Macek.** Strong suppression of near-field radiative heat transfer by superconductivity in NbN // *Phys. Rev.* 2019. B 99. 024511.
11. **T. Kralik, P. Hanzelka, M. Zobac, V. Musilova, T. Fort, and M. Horak.** Strong Near-Field Enhancement of Radiative Heat Transfer between Metallic Surfaces // *Physical Review Letters*. 2012, 109(22). 224302.
12. **W.L. Johnson.** Thermal analysis of low layer density multilayer insulation test results // *AIP Conference Proceedings*. 2012. Vol. 1434. P. 1519-152.
13. **C. Zhang, C. Li, W. Jia, Y. Pang.** Thermodynamic study on thermal insulation schemes for liquid helium storage tank // *Applied Thermal Engineering*. 2021. Vol. 195. 117185.

## ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МНОГОСЛОЙНОГО ТЕПЛОЗАЩИТНОГО ПОКРЫТИЯ ИЗ АНИЗОТРОПНОГО МАТЕРИАЛА С ВНЕШНИМ СЛОЕМ ИЗ СТЕКЛОУГЛЕРОДА ДЛЯ СПУСКАЕМОГО АППАРАТА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Спускаемые космические аппараты испытывают высокие тепловые нагрузки на атмосферном участке траектории возвращения на Землю. Такие нагрузки могут привести к повреждению поверхности или даже разрушению аппарата, в том числе при осуществлении спуска с низкой опорной орбиты Земли. Для предотвращения указанных последствий на спускаемых аппаратах используют теплозащитные покрытия различного типа.

Традиционные теплозащитные материалы обладают относительно низкой теплопроводностью, что приводит к возникновению высокой неравномерности распределения поля температур по поверхности аппарата. Как следствие этого возникают зоны наибольшего теплового нагружения, в которых, в первую очередь, и возникает вероятность разрушения теплозащитного покрытия. Для увеличения равномерности распределения тепловых нагрузок и, соответственно, снижения риска перегрева соответствующей зоны, возможно выполнение внешнего слоя теплозащитного покрытия из материала с высокой степенью анизотропии теплофизических свойств, в первую очередь теплопроводности. Подобные материалы обладают значительно более высоким коэффициентом теплопроводности в тангенциальном направлении по отношению к поверхности покрытия по сравнению с коэффициентом, направленным по нормали к этой поверхности.

В рамках данной работы рассмотрены вопросы, связанные с оценкой возможности применения в качестве теплозащиты спускаемого аппарата многослойного покрытия из пиролитического графита в качестве анизотропного материала, пористого композиционного материала в качестве теплоизоляционного слоя и стеклоуглерода в качестве внешнего слоя для защиты от кратковременного повышения температуры в наиболее нагруженных точках поверхности. Выбранная схема сохраняет работоспособность до температуры порядка 2500 К и позволяет полноценно использовать преимущества анизотропных материалов [1, 2].

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЗАДАЧИ

#### 2.1. Описание расчетной схемы

В качестве расчетной схемы для лобового теплозащитного экрана спускаемого аппарата баллистической класса принят сферический сегмент.

Принципиальная схема многослойного теплозащитного покрытия приведен на рис. 1. Расчет проводится в осесимметричной постановке с использованием сферической системы координат.

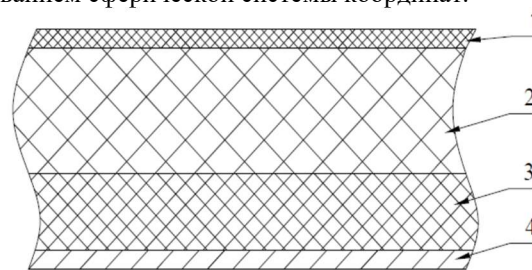


Рис. 1. Принципиальная схема многослойного теплозащитного покрытия: 1 – стеклоуглерод СУ-2500; 2 – пирографит УПВ-1Т; 3 – пористый композиционный материал ТЗМК-10; 4 – силовая оболочка из титанового сплава ОТ-4.

#### 2.2. Расчет плотности теплового потока

Расчет распределения плотности теплового потока для различных режимов обтекания проводится по заданным параметрам траектории спуска. В качестве определяющего параметра для выбора режима обтекания использовано число Кнудсена  $Kn$  [3].

При  $Kn > 10$ :

$$q'_k = 0,5\rho V^3 \cos^3 \theta, \quad (1)$$

где  $\rho$  – плотность воздуха,  $V$  – скорость спускаемого аппарата,  $\theta$  – угол между векторами скорости спускаемого аппарата и внешней нормали к поверхности в рассматриваемой точке.

При  $Kn < 0,01$  [3, 4]:

$$q_l(\theta) = 3,3 \cdot 10^{-5} V^{3,2} (\rho/r)^{0,5} \cdot (0,1 + 0,9 \cos^2 \theta), \quad (2)$$

$$q_t(\theta) = 1,06 \cdot 10^{-4} V^{3,19} (\rho^4/r)^{0,2} (15 \sin^2 \theta - 14 \sin^4 \theta), \quad (3)$$

$$q_k^*(\theta) = q_l(\theta) \text{ при } q_l(\theta) > q_t(\theta), \quad (4)$$

$$q_k^*(\theta) = q_t(\theta) \text{ при } q_t(\theta) > q_l(\theta), \quad (5)$$

где  $q_l(\theta)$  и  $q_t(\theta)$  – плотности теплового потока при ламинарном и турбулентном режимах соответственно;  $r$  – внешний радиус сферического сегмента.

При  $0,01 \leq Kn \leq 10$ :

$$q_k(\theta) = (q_k^*(\theta) + Kn \cdot q'_k(\theta)) / (1 + Kn). \quad (6)$$

Плотность теплового потока при излучении:

$$q_k^o(\theta) = 2,195 \cdot 10^{-22} V^{7,9} \rho^{1,2} r^{0,49}. \quad (7)$$

Суммарная плотность теплового потока  $q(t, \theta)$



определяется суммированием конвективной и радиационной составляющих.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Расчет проведен для сферического сегмента с внешним радиусом  $r = 1,96$  м. Толщины слоев пирографита, ТЗМК-10 и ОТ-4 приняты, соответственно, 24 мм, 16 мм и 4 мм. Для возможности объективной оценки целесообразности применения внешнего слоя из стеклоглассера были рассмотрены три случая, соответствующие толщине внешнего слоя в 4 мм, 6 мм, и 8 мм. На рис. 2 приведены полученные значения температуры в передней критической точке аппарата на отрезке времени спуска от 1250 до 1500 секунд, соответствующем наибольшим тепловым нагрузкам. На рис. 3 представлены значения температуры в точке поверхности, отстоящей от продольной оси на угол в  $45^\circ$ , что соответствует максимальным тепловым нагрузкам при турбулентном режиме обтекания, на том же временном отрезке.

По полученным результатам можно сделать вывод, что применение стеклоглассера в качестве внешнего слоя позволяет снизить температуру на поверхности в наиболее нагруженных точках. Вместе с тем стоит отметить, что с увеличением толщины внешнего слоя снижается температура в передней критической точке, но повышается в точке максимальных тепловых нагрузок при турбулентном режиме.

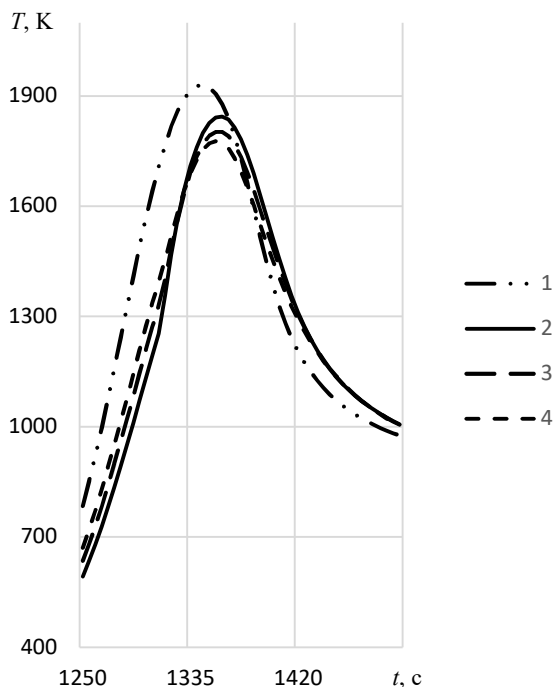


Рис. 2. Значения температуры в передней критической точке: 1 – теплозащитное покрытие без слоя стеклоглассера; 2 – слой толщиной 4 мм; 3 – слой толщиной 6 мм; 4 – слой толщиной 8 мм.

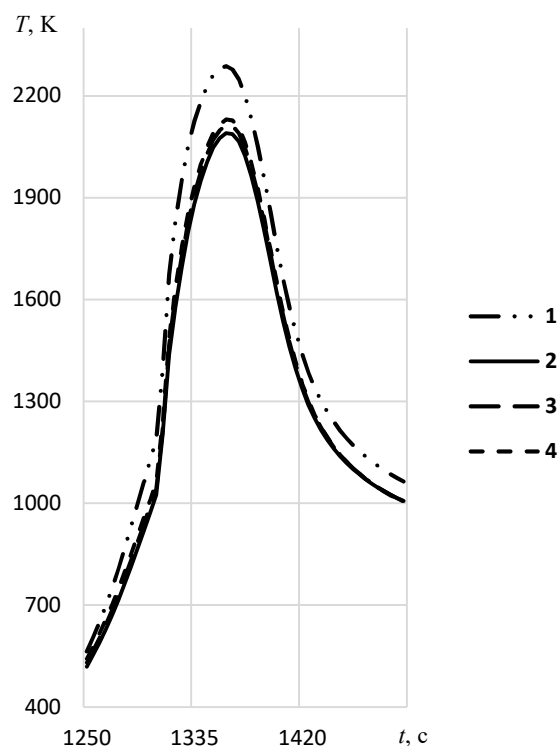


Рис. 3. Значения температуры в точке наибольших тепловых нагрузок при турбулентном режиме: 1 – теплозащитное покрытие без слоя стеклоглассера; 2 – слой толщиной 4 мм; 3 – слой толщиной 6 мм; 4 – слой толщиной 8 мм.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты показывают эффективность применения в составе многослойного теплозащитного покрытия из анизотропного материала внешнего слоя из стеклоглассера с целью снижения пиковых значений температур в наиболее нагруженных точках. Кроме того, проведенный анализ позволяет оценить влияние, которое оказывает толщина такого слоя, на температуру поверхности теплозащитного покрытия аппарата.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Свойства конструкционных материалов на основе углерода** / Под ред. В.П. Соседова. М.: Металлургия, 1975. 336 с.
2. **Черепанов В.В., Щурик А.Г., Миронов Р.А.** Оптические свойства отечественного стеклоглассера для тепловых приложений // *Тепловые процессы в технике*. 2018. Т. 10. № 7-8. С. 317–321.
3. **Зарубин В.С., Зимин В.Н., Леонов В.В., Зарубин В.С.** Анализ теплового режима теплозащиты с применением анизотропного материала при спуске на землю возвращаемой капсулы // *Вестник НПО им. С.А. Лавочкина*. 2021. № 2 (52). С. 36-45.
4. **Конвективный теплообмен летательных аппаратов** / Под научн. ред. Б.А. Землянского. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014. 380 с.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПЕРЕМЕННОГО ТЕРМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЛЯ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ ТЕПЛОПЕРЕДАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ТЕПЛООБМЕННИКА-КОНДЕНСАТОРА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В современных системах кондиционирования воздуха (СКВ) пассажирских самолетов применяется схема отделения влаги на высоком давлении [1]. Одним из ее основных агрегатов является теплообменник-конденсатор, в котором производится конденсация водяных паров в сжатом воздухе за счет охлаждения холодным воздухом с отрицательной температурой. В результате проектирования теплообменника по стандартным методикам [2-5] примерно 50 % теплопередающей поверхности находится при отрицательной температуре. Это приводит к обмерзанию и обледенению теплопередающей поверхности. Главная причина такой эксплуатационной проблемы состоит в том, что в основе стандартной методики используется постоянное термическое сопротивление по поверхности теплопередачи. В настоящей работе представлены результаты исследований тепловой защиты теплопередающей поверхности от обмерзания – обледенения с помощью использования при проектировании компактного теплообменника переменного термического сопротивления по теплопередающей поверхности.

### 2. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ

#### 2.1. Моделирование переменного термического сопротивления

Схема задания переменного термического сопротивления теплопередающей поверхности в процессе теплопередачи от горячего теплоносителя к холодному изображена на рис. 1.

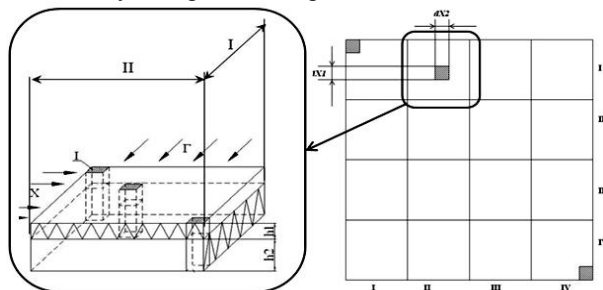


Рис. 1. Схема задания геометрических параметров оребренной поверхности:  $\Gamma$  (индексы 1, I) – горячее оребрение;  $X$  (индексы 2, II) – холодное оребрение; I...IV – сектора с разными параметрами оребрений,  $h$  – высота оребрения,  $\Delta X$  – размер расчетной ячейки.

В классических методиках проектирования компактных пластинчато-ребристых теплообменниках [2-5] используются одинаковые по всей теплопере-

дающей поверхности оребрения с горячей и холодной стороны, т.е. с постоянными термическими сопротивлениями для всей теплопередающей поверхности. Это связано с получением максимального КПД компактного теплообменника при минимальных размерах. Такой подход приемлем при работе на сухом воздухе. При использовании теплообменника-конденсатора в обоих трактах присутствует конденсат воды (в горячем тракте) и переохлажденный аэрозоль – снег (в холодном тракте). Поскольку до 50 % теплопередающей поверхности имеет отрицательную температуру, происходит обмерзание – обледенение поверхности, нарушающее работу СКВ в целом.

Одним из способов борьбы с обмерзанием – обледенением является внедрение согласно схеме рис. 1 переменных оребрений по шагу между ребрами (при постоянной высоте  $h_1, h_2$ ) для горячего и холодного тракта [6-7]. При этом получается возможность с помощью изменения площадей оребренной поверхности на участках I-IV по длине горячего и холодного тракта создавать 16 «теплообменников», в каждом из которых имеется свое термическое сопротивление в процессе теплопередачи:  $R = R_2/R_1 = \alpha_1 F_1/\alpha_2 F_2$ , где  $\alpha$  – коэффициенты теплоотдачи,  $F$  – площади теплоотдачи, индекс 1 – горячий теплоноситель, индекс 2 – холодный. Оптимизируя соотношения шага между ребрами, можно изменять температуру теплопередающей поверхности с целью исключения отрицательных ее значений, а значит препятствовать обмерзанию – обледенению теплообменника-конденсатора.

#### 2.2. Моделирование процесса теплопередачи в теплообменнике-конденсаторе

Для исследования эффективности переменного термического сопротивления использовалась разработанная ранее методика расчета процессов локальной теплопередачи в компактных теплообменниках с учетом фазовых превращений влажного воздуха в холодном и горячем трактах [5]. Методика позволяет рассчитывать значения температур горячего, холодного теплоносителей и теплопередающей поверхности на равномерной сетке 100x100 ячеек (25x25 ячеек для каждого единичного «теплообменника») с точностью 0,01 °С.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

#### 3.1. Постоянное оребрение по обоим теплоносителям

Для расчета использовался самый распростра-

ненный тип прямоугольного гладкого оребрения с высотой  $h_1 = h_2 = 4$  мм и фиксированным шагом  $t_1 = t_2 = 4$  мм. Это обеспечивает постоянное термическое сопротивление  $R = R_2/R_1 = 1$ . На рис. 2 (линия 1) представлено изменение средней температуры теплопередающей поверхности по длине холодного теплоносителя. В итоге 45 % поверхности находится при отрицательной температуре.

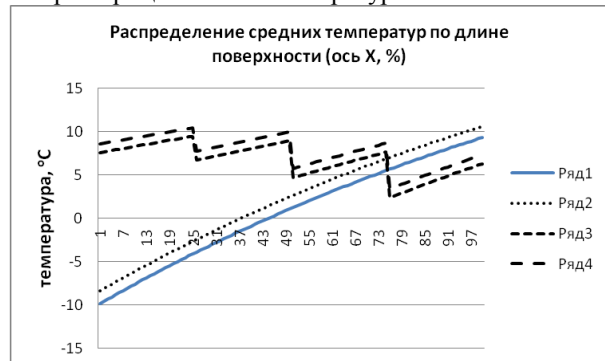


Рис. 2. Сравнение средних температур теплопередающей поверхности по длине канала: 1 – постоянные оба оребрения, 2 – переменного горячее оребрение, 3 – переменного холодное оребрение, 4 – переменные оба оребрения, ось  $X$  – длина поверхности по ходу холодного теплоносителя, %.

### 3.2. Переменное оребрение по горячему тракту

В данной серии расчета (линия 2, рис 2.) шаг холодного оребрения зафиксирован  $t_2 = 4$  мм, а в горячем тракте изменялся в диапазоне  $t_1 = 2 \dots 4$  мм. Это обеспечивает переменное термическое сопротивление по горячему тракту в диапазоне  $R = R_2/R_1 = 1 \dots 1,16$ . В результате площадь поверхности с отрицательной температурой сократилась до 35 %.

### 3.3. Переменное оребрение по холодному тракту

В данной серии расчета (линия 3, рис 2.) шаг горячего оребрения зафиксирован  $t_1 = 4$  мм, а в холодном тракте изменялся в диапазоне  $t_2 = 4 \dots 32$  мм. Это обеспечивает переменное термическое сопротивление по холодному тракту в диапазоне  $R = R_2/R_1 = 1 \dots 3,45$ . В результате площадь поверхности с отрицательной температурой сократилась до 0 %, более того входная температура поверхности увеличилась от  $-10^\circ\text{C}$  до  $+7^\circ\text{C}$ .

### 3.4. Переменное оребрение по обоим трактам

В данной серии расчета (линия 4, рис 2.) шаг горячего оребрения менялся в диапазоне  $t_1 = 2 \dots 4$  мм, а в холодном – в диапазоне  $t_2 = 4 \dots 32$  мм. Это обеспечивает переменное термическое сопротивление одновременно по обоим трактам в диапазоне  $R = R_2/R_1 = 1 \dots 4$ . В результате площадь поверхности с отрицательной температурой сократилась до 0 %, более того входная температура поверхности увеличилась от  $-10^\circ\text{C}$  до  $+9^\circ\text{C}$ .

## 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате выполненного исследования установлено, что в основе проблемы обмерзания – обле-

денения теплообменника-конденсатора лежат конструктивные особенности компактных пластинчато-ребристых теплообменников: постоянные параметры оребрений по обоим трактам (фиксированное термическое сопротивление). Это приводит к тому, что до 50 % теплопередающей поверхности имеет отрицательную температуру.

Использование переменных термических сопротивлений (переменные параметры оребрений) позволяет влиять на распределение температуры теплопередающей поверхности. В частности, изменение оребрений по горячему тракту позволяет немного увеличить температуру, изменение оребрений по холодному тракту – приводит к более радикальному влиянию: происходит перестроение температуры теплопередающей поверхности, приводящее к резкому росту на входных сечениях и выходу значений температуры в положительную область, что предотвращает процесс обмерзания – обледенения.

Таким образом, использования переменного термического сопротивления в процессе теплопередачи компактных теплообменников позволяет решить задачу тепловой защиты теплопередающей поверхности теплообменника-конденсатора от обмерзания – обледенения.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены вопросы использования переменного термического сопротивления в процессе теплопередачи компактных пластинчато-ребристых теплообменников с целью тепловой защиты теплопередающей поверхности от обмерзания – обледенения в теплообменнике конденсаторе СКВ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чичиндаев А. В. Современные системы кондиционирования воздуха : учебное пособие. Новосибирск, Изд-во НГТУ, 2022. 80 с.
2. Кейс В.М., Лондон А.Л. Компактные теплообменники. М.: Машиностроение, 1967. 224 с.
3. Воронин Г.И. Проектирование машин и агрегатов систем кондиционирования воздуха. М.: Машиностроение, 1978. 554 с.
4. Дрейцер Г.А. Компактные теплообменные аппараты: Учебное пособие. М.: МАИ, 1986. 74 с.
5. Чичиндаев А.В. Теплообмен влажного воздуха в компактных пластинчато-ребристых теплообменниках : монография. Новосибирск : Изд-во НГТУ, 2012. 297 с. (Серия «Монографии НГТУ»).
6. Chichindaev A.V. Research on Heat Exchange Process in Aircraft Air Conditioning System / Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Volume 891. Режим доступа : <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/891/1/012135>.
7. Системы жизнеобеспечения и оборудование летательных аппаратов: учебное пособие / А.В. Чичиндаев, Ю.В. Дьяченко, В.А. Спарин, И.В. Хромова; под ред. А.В. Чичиндаева. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2019. 319 с. (Серия «Учебники НГТУ»).

## ЭКОНОМИЧЕСКАЯ ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНОЙ ТОНКОПЛЁНОЧНОЙ ИЗОЛЯЦИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из способов увеличения энергетической, а, следовательно, и экономической эффективности работы устройств генерации, передачи и использования тепловой энергии является снижение тепловых потерь через ограждения теплогенераторов, трубопроводного транспорта и теплоиспользующих установок, включая объекты ЖКХ и здания разного назначения. В настоящее время в качестве дополнительной к стандартной тепловой изоляции используют энергосберегающие краски – тонкопленочные покрытия, состоящие из полых микросфер, расположенных в связующем материале, которые имеют физические свойства красок, но с меньшим значением коэффициента теплопроводности [1]. При этом в литературе практически отсутствуют данные об энергетической и экономической эффективности целесообразности использования данного вида тепловой изоляции, поэтому тема данного исследования, весьма, актуальна

### 2. РАСЧЁТ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ ОГРАЖДЕНИЯМИ, ПОКРЫТЫХ ЭНЕРГОСБЕРЕГАЮЩЕЙ КРАСКОЙ

Расчет тепловых потерь в объектах с переменным температурным полем сводится к расчету нестационарной и стационарной теплопередачи от внутренней среды к текучей среде, окружающей данный объект. При этом с достаточной для решения инженерных задач точностью внешний теплообмен с обеих сторон многослойного твердого ограждения можно описать уравнением теплоотдачи Ньютона, в котором коэффициент теплоотдачи должен учитывать при необходимости и лучистую составляющую теплообмена. Передачу теплоты теплопроводностью в многослойной конструкции ограждений моделировали нелинейным уравнением нестационарной теплопроводности:

$$\rho_i c_i \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{x_1^{k-1}} \frac{\partial}{\partial x_1} \left[ x_1^{k-1} \lambda_i(T) \frac{\partial T}{\partial x_1} \right], \quad (1)$$

$$\rho_n c_n \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{x_1^{k-1}} \frac{\partial}{\partial x_1} \left[ x_1^{k-1} \lambda_n(T, C) \frac{\partial T}{\partial x_1} \right], \quad (2)$$

где  $k$  – коэффициент формы тела;  $x_1$  – координата;  $\rho_i$  – плотность  $i$ -го слоя ограждения (до тонкопленочного покрытия),  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $\rho_n$  – плотность тонкопленочного покрытия,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $c_i$  – удельная массовая изобарная теплоемкость  $i$ -го слоя ограждения (до тонкопленочного покрытия),  $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ;  $c_n$  – удель-

ная массовая изобарная теплоемкость тонкопленочного покрытия,  $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ ;  $\lambda_i(T)$  – коэффициент теплопроводности  $i$ -го слоя ограждения (до тонкопленочного покрытия) в зависимости от температуры,  $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ;  $\lambda_n(T, C)$  – коэффициент теплопроводности тонкопленочного покрытия в зависимости от температуры и концентрации микросфер в связующем материале,  $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ .

Для расчета коэффициента конвективной и лучистой теплоотдачи с внутренней и наружной сторон ограждения использовали классические зависимости [2]. При этом степень черноты тонкопленочного покрытия была определена в [3]. Теплофизические свойства слоев ограждения были взяты из справочников, а экспериментальные значения коэффициента теплопроводности энергосберегающей краски в диапазоне температур  $20 \div 100^\circ\text{C}$  с погрешностью не более 12% были аппроксимированы формулой,  $\text{Вт}/\text{м} \cdot \text{К}$  [4]:

$$\lambda_n(T, C) = \frac{2,24}{10^4} T - \left( \frac{2,44}{10^6} T + \frac{1,27}{10^4} \right) C + \frac{1,61}{10^2}, \quad (3)$$

где  $T$  – температура,  $^\circ\text{C}$ ;  $C$  – массовая концентрация микросфер, %.

В работе [4] также было показано, что значение коэффициента температуропроводности энергосберегающей краски находится в диапазоне  $a = 2,7 \cdot 10^{-8} \div 3,1 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$ , а ее плотность ( $\rho_n$ ) в сухом состоянии составляет  $245,23 \text{ кг}/\text{м}^3$ , а во влажном –  $525,76 \text{ кг}/\text{м}^3$ . Зная  $\lambda_n$  и  $\rho_n$ , удельную массовую изобарную теплоемкость рассчитывали по формуле [2]:

$$c_n = \frac{\lambda_n}{a \cdot \rho_n}. \quad (4)$$

На границе слоев ограждения и энергосберегающего покрытия задавали условие идеального контакта (граничное условие IV рода).

Нелинейная краевая задача теории теплопроводности решена методом сеток по явной разностной схеме расчета. Область применения нелинейной математической модели, учитывающей зависимость коэффициента теплопроводности тонкопленочного покрытия от температуры, определяется диапазоном температур экспериментального определения  $\lambda_n$ , который составил  $20 \div 100^\circ\text{C}$ . Такой интервал температур может существовать при достаточно широкой разности температур разделяемых ограждением сред. На рис. 1 показаны результаты расчета тепловых потерь через однослойное ограждение, покрытое энергоэффективной краской при разности температур флюидов  $\Delta T_f = 40^\circ\text{C}$ .

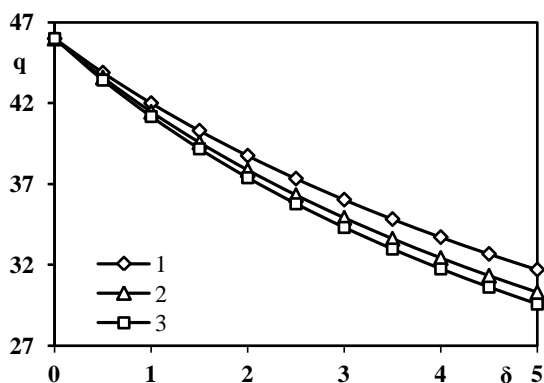


Рис. 1. Тепловые потери ( $q$ , Вт/м<sup>2</sup>), рассчитанные при разности температур флюидов  $\Delta T_f=40^\circ\text{C}$  в зависимости от толщины слоя тонкопленочного покрытия ( $\delta$ , мм) и концентрации микросфер в связующем: 1 –  $C=8\%$ ; 2 –  $C=25\%$ ; 3 –  $C=32,6\%$ .

### 3. РАСЧЁТ ЭКОНОМИЧЕСКОЙ ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТОНКОПЛЁНОЧНОЙ ИЗОЛЯЦИИ

Увеличение толщины слоя тонкопленочного покрытия, естественно, уменьшает тепловые потери через ограждения, но при этом возрастает и стоимость тепловой изоляции. Поэтому возникает необходимость выполнения расчета оптимальной по заданному критерию толщины слоя тонкопленочного покрытия. В качестве критерия эффективности для определения оптимальной толщины слоя энергосберегающей краски был принят простой срок окупаемости энергосберегающего проекта. На рис. 2 приведены результаты расчета простого срока окупаемости при применении энергосберегающих красок в зависимости от их толщины для трех концентраций микросфер в связующем материале при разности температур флюидов  $\Delta T_f=40^\circ\text{C}$ . Анализ рис. 2 показывает, что снижение теплопроводных свойств энергосберегающей краски из-за увеличения концентрации полых микросфер уменьшает оптимальную по критерию простого срока окупаемости (PP) толщину слоя покрытия.

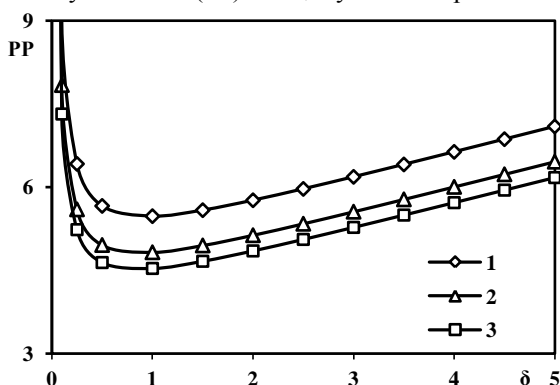


Рис. 2. Простой срок окупаемости (PP, лет), рассчитанный при разности температур флюидов  $\Delta T_f=40^\circ\text{C}$  в зависимости от толщины слоя тонкопленочного покрытия ( $\delta$ , мм) и концентрации микросфер в связующем: 1 –  $C=8\%$ ; 2 –  $C=25\%$ ; 3 –  $C=32,6\%$ .

Оптимальная (экономически целесообразная) толщина слоя тонкопленочного покрытия в зави-

симости от разности температур флюидов, разделяемых ограждением, показана на рис.3. В результате математического моделирования получено, что с увеличением разности температур флюидов срок окупаемости проекта смещается в сторону меньшего значения толщины слоя тонкопленочного покрытия. Заметим, что все экономические критерии оптимальности являются конъюнктурными и зависят от стоимости тепловой энергии, стоимости тепловой изоляции и стоимости ее монтажа. Поэтому результаты экономической целесообразности применения тонкопленочных покрытий, которые получены для конкретного набора исходных данных не являются абсолютными, а лишь показывают общую тенденцию применения энергосберегающих тонкопленочных покрытий.

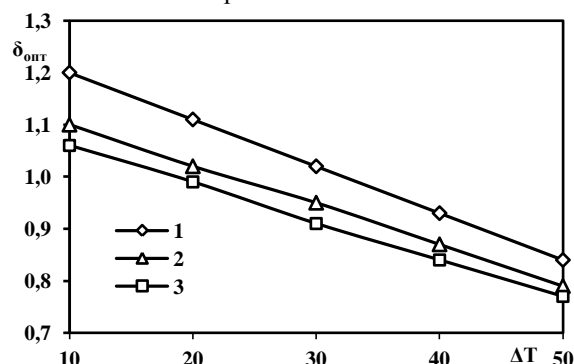


Рис. 3. Оптимальная толщина слоя тонкопленочного покрытия ( $\delta_{\text{опт}}$ , мм), рассчитанная в зависимости от разности температур флюидов ( $\Delta T_f, ^\circ\text{C}$ ) и концентрации микросфер в связующем: 1 –  $C=8\%$ ; 2 –  $C=25\%$ ; 3 –  $C=32,6\%$ .

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана численная нелинейная математическая модель нестационарной теплопередачи через многослойное ограждение с тонкопленочным энергосберегающим покрытием с учетом концентрации полых стеклянных микросфер в связующем материале из стирол-акриловой дисперсии.

Выполнен расчет экономически целесообразной толщины слоя тонкопленочного покрытия на основе экономического критерия оптимальности.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бухмиров В.В., Гаськов А.К. Исследование энергетической эффективности покрытий для утепления зданий // Вестник ЧГУ. –2015.- №8.- С. 7-11
2. Теория теплообмена/ Под ред. А.И. Леонтьева.– 2-е изд., испр. и доп.– М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1997.–683 с.
3. Гаськов А.К., Бухмиров В.В. Экспериментальное определение интегральной степени черноты фасада здания // Состояние и перспективы развития электро- и теплотехнологии. – Иваново: ФГБОУ ВО ИГЭУ, 2017. Т. 2. – С. 268-271.
4. Бухмиров В.В., Гаськов А.К., Пророкова М.В., и др. Теплофизические свойства тонкопленочных покрытий на основе полых микросфер //Труды 7 Российской национальной конференции по теплообмену. Т.3.-М.: Издательский дом МЭИ, 2018.-С.106-108.





## **Секция 11**

# **Нетрадиционные задачи теплообмена**





## **ДЕКАРБОНИЗАЦИЯ ЭНЕРГЕТИКИ И ПЕРЕРАБОТКА ОТХОДОВ**

Важной проблемой, которая требует незамедлительного решения, и где энергетические технологии могут играть определяющую роль, это минимизация антропогенного влияния деятельности человека на природное равновесие.

В качестве примера можно привести возможные решения проблемы утилизации осадков сточных вод (канализационных стоков) и отходов жизнедеятельности, образующихся в сельскохозяйственных районах (утилизация навоза). Под складирование данного вида отходов заняты значительные территории, что оказывают отрицательное влияние на экологию. В определенной степени эта проблема недавнего времени. В 1914-1915 годах урожайность была на уровне 15-16 ц зерновых с га. При этом, существовал определенный паритет между пахотными землями, урожайностью и количеством отходов, которые утилизировались при использовании в качестве удобрений. Это относится также и к канализационным стокам. Много изменилось с того времени. Урожайность возросла до 40-60 ц с га. Т.е. значительно уменьшились площади необходимые для производства требуемых объемов сельскохозяйственной продукции. При росте потребления мяса, соответственно, увеличилось количество производимого навоза. Самое главное, создана химическая индустрия, которая занимается производством удобрений. Эти удобрения дешевле и более удобны в использовании. Баланса (паритета) между пахотными землями, урожайностью и количеством производимых отходов жизнедеятельности нет.

Под эту же категорию попадает широко используемая в последний период времени технология анаэробного сбраживания. Главным экономическим достоинством данной технологии рассматривалось производство высококачественных жидких удобрений. Но, как показано выше, удобрения, получаемые при переработке отходов жизнедеятельности, в настоящее время имеют ограниченное применение в сельском хозяйстве. Проблема утилизации жидкой фазы процессов анаэробного сбраживания в настоящее время является актуальной и важной.

Оптимальным направлением переработки отходов, включая отходы жизнедеятельности, является их энергетическая утилизация. Отходы жизнедеятельности – это биомасса. Биомасса –  $\text{CO}_2$  нейтральный продукт. Растения в период роста поглощают двуокись углерода из атмосферы, при их утилизации, т.е. при гниении, либо при использовании в виде топлива, тоже самое

количество  $\text{CO}_2$  газа выделяется и возвращается в атмосферу, при этом природный баланс содержания данного газа в атмосфере не изменяется.

Дисбаланс наступает тогда, когда из толщи земли извлекаются и используются в качестве топлива материалы, извлечение которых изначально природой не предусмотрено.

Нам необходимы технологии, обеспечивающие экологически безопасную энергетическую утилизацию отходов различного вида. Первым шагом в решении данной проблемы должна явиться разработка технических решений получения из отходов экологически чистого топлива. В принципе, одной из возможных технологий для решения данной проблемы является водородная энергетика. Современная концепция водородной энергетики имеет ряд существенных ограничений. Не будем перечислять существующие и разрабатываемые методы получения водорода, а также возможные технологии его энергетического использования, но общим выводом, который может быть сделан при анализе данных технических решений, является то, что все эти технологии не являются окупаемыми. Для их практической реализации также будет необходимо что-то аналогичное ДПМ [1], т.е. поддержка из бюджета, без которой данные технологии использоваться не могут. Для того, чтобы реализовать экономически обоснованное решение вопросов, связанных с разработкой новых технологий энергетической утилизации отходов, необходима разработка неких новых фундаментальных закономерностей термического воздействия на перерабатываемое сырье, использование которых позволит эти задачи решить.

Для решения указанной проблемы в Объединенном институте высоких температур (ОИВТ РАН) разработана новая технология термической переработки биомассы с получением кондиционного энергетического газа. Данная технология позволяет получать при переработке биомассы энергетический газ, в котором суммарное содержание  $\text{H}_2 + \text{CO}$  в зависимости от вида перерабатываемой биомассы (отходов) составит 80...95%. При этом, отношение  $\text{H}_2 / \text{CO}$  для разных видов биомассы будет также различно. По технологии ОИВТ РАН при переработке 1 кг биомассы различных видов производится порядка 1,2...1,4 м<sup>3</sup> смеси  $\text{CO}$  и  $\text{H}_2$ . Состав газов, получаемых по разрабатываемой в ОИВТ РАН технологии из различных видов биомассы, приведен в табл. 1 [2].

Таблица 1 Состав газов, получаемых из различных видов биомассы

Сырье для производства синтез-газа	Свойства синтез-газа	
	H <sub>2</sub> + CO, %	H <sub>2</sub> /CO
Древесные пеллеты	92	1,0
Торфяные пеллеты	90	1,2
Соломенные пеллеты	78	1,0
Пеллеты из лузги подсолнечника	80	1,2
Пометно-подстилочная масса	83	1,2
Осадки сточных вод	95	1,8
Опил (отходы целлюлозно-бумажного производства)	96	1,0
Кора древесная	92	1,6

Значительный интерес представляет состав газов, получаемых при переработке осадков сточных вод, соотношение водорода и окиси углерода в данном газе порядка 2. Как известно, хранилища иловых осадков сточных вод занимают значительные территории в нашей стране и оказывают вредное влияние на экологию. Предлагаемый метод позволяет решить эту проблему.

Соотношение водорода и окиси углерода, характерное для осадков сточных вод, является оптимальным для получения из данной газовой смеси искусственных жидких топлив. Полученные в ОИВТ РАН экспериментальные результаты по конверсии данной смеси газов показали, что из одного кг осадков сточных вод при трехступенчатом синтезе может быть получено порядка 154 г бензина с октановым числом 92 [3].

Получаемый по разрабатываемой технологии синтез-газ соответствует всем требованиям, предъявляемым к топливам для углерод-нейтральной энергетики, и может использоваться с тем же эффектом, как водород в энергетических установках.

Распределенная генерация – это получение электрической и тепловой энергии для обеспечения потребностей в энергии путем использования местных топливно-энергетических ресурсов. Перспективной схемой обеспечения местного энергоснабжения является схема с получением энергетического газа из местных топливно-энергетических ресурсов с последующим его использованием в качестве топлив для газопоршневых электростанций и мини-ТЭЦ.

По существующим нормам газовое топливо для газопоршневых агрегатов должно содержать в своем составе не более 50 мг/м<sup>3</sup> жидкой фракции. В существующих процессах содержание жидкой фракции составляет более 250 мг/м<sup>3</sup>. Очистка от жидкой фракции представляет собой сложную и затратную задачу и не оправдана с экономической точки зрения.

Содержание жидкой фазы в газе, получаемом по технологии ОИВТ РАН, не превышает 50 мг/м<sup>3</sup> (в среднем 35...40 мг/м<sup>3</sup>) Т.е., этот газ по составу соответствует существующим нормам и может быть использован в виде топлива для двигателей внутреннего сгорания.

Поскольку данный газ получен при переработке биомассы, его использование не вносит изменений в исходное баланс CO<sub>2</sub> в атмосфере. Т.е.

использование данного газа по экологическим воздействиям аналогично использованию водородной энергетики. На рис.1 представлен общий вид опытной установки термической конверсии биомассы в синтез-газ.



Рис.1. Общий вид опытной установки конверсии биомассы по технологии ОИВТ РАН.

Согласно выполненным оценкам, себестоимость электроэнергии, получаемой при использовании данного газа в виде топлива для газопоршневых электростанций, составит порядка 2,4 руб. за кВт.час.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (ГЗ № 075-01056-22-00 от 24.12.2021г).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Что такое программа ДПМ** // [Электронный ресурс]. <https://bcs-express.ru/novosti-i-analitika/chto-takoe-programma-dpm-2-i-chem-ona-obernetsia-dlia-energetikov>
2. **Зайченко В.М.**, Исьемин Р.Л., Чернявский А.А., Цыплаков А.И. Развитие водородной энергетики в России. М. Недра 2021, стр. 20.
3. **Зайченко В.М.**, Чернявский А.А., Шевченко А.Л. Возможности биоэнергетического перехода в России. Энергетическая политика, № 11, 2021, стр. 16-29.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В МЕТАЛЛОГИДРИДНОМ РЕАКТОРЕ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ВОДОРОДА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Переход к низкоуглеродной энергетике предусматривает получение «зеленого» водорода за счет ВИЭ и использование энергетических смесей водорода и метана на основе существующей газовой инфраструктуры. Таким образом, возникает необходимость выделения водорода из смесей с  $\text{CH}_4$  и/или  $\text{CO}_2$ . Металлогидриды позволяют селективно поглощать и хранить водород в твердофазном связанном состоянии при температурах и давлениях, близких к нормальным условиям, а также эффективно сжимать и очищать водород [1,2].

Теплоперенос является основным лимитирующим фактором в металлогидридных устройствах, поскольку при поглощении водорода выделяется значительное количество тепла, которое необходимо эффективно отводить для обеспечения бескризисной работы. Поглощающий материал в активированном виде обычно представляет собой засыпку мелкодисперсного порошка с размером частиц порядка 1 - 10 мкм и низкой эффективной теплопроводностью (порядка 0.1 - 1 В/м К), зависящей от давления заполняющего газа и концентрации поглощенного водорода в частицах сплава. Расчет теплопереноса в металлогидридных устройствах, таким образом, является актуальной задачей.

Ранее нами была создана и реализована в среде COMSOL Multiphysics математическая модель процессов в металлогидридном реакторе [3], основанная на работах группы Г.Г. Янькова (НИУ МЭИ) при участии сотрудников ОИВТ РАН [4,5]. Эта модель применена к настоящей работе к исследованию работы металлогидридного реактора проточного типа, предназначенного для хранения и очистки водорода. В таком реакторе водород либо содержащая водород смесь газов прокачивается через засыпку металлогидрида. Плотность частиц металла зависит от концентрации поглощенного водорода, при абсорбции водорода их размер увеличивается, в результате чего изменяются пористость и проницаемость засыпки. Этот эффект существенно влияет на процессы теплопереноса в металлогидридных устройствах. Задачей нашей работы была модификация математической модели с учетом эффекта изменения проницаемости металлогидридной засыпки и ее верификация на основании экспериментальных данных по поглощению чистого водорода.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Течение в свободном объеме реактора описывается уравнениями Навье-Стокса, а в пористой засыпке уравнениями Бринкмана (интерфейс COMSOL Multiphysics: Free and Porous Media Flow fr). Теплопередача описывается уравнением сохранения энергии, определяющим температуры в газовой (водород), пористой (металлогидрид) и твердой фазах (реактор), при этом твердая фаза моделируется в виде поверхностей (интерфейс Heat Transfer in Porous Media ht). Уравнение сохранения массы для металлогидридной засыпки, основано на кинетике реакций сорбции, равновесное давление рассчитывается на основе уравнения Вант-Гоффа и табличных аппроксимаций изотерм сплава (интерфейс Domain ODEs and DAEs dode). Для моделирования работы реального экспериментального оборудования в модели используются активные граничные условия, основанные на использовании виртуального PID-контроллера, регулирующего массовый расход водорода на входе в зависимости от давления внутри реактора [3].

Основные свойства веществ задаются в виде глобальных параметров и переменных пользователя, включая пористость засыпки, средний размер частиц засыпки, теплофизические свойства (проницаемость, эффективная теплопроводность, плотность частиц), начальные значения (давление и состав газа на входе/выходе), а также параметры системы охлаждения (температура воды, коэффициент теплоотдачи).

Основные допущения модели:

- Газовая фаза — смесь идеальных газов;
- Свойства газовых компонентов постоянны;
- В засыпке — локальное тепловое равновесие между твердой и газовой фазами;
- Не учитывается изменение объема засыпки.

Для ускорения расчета используется допущение осевой симметрии, что вполне соответствует конструкции реальных реакторов, разработанных в ОИВТ РАН, при этом модель позволяет рассчитывать процессы в трехмерных конфигурациях.

Выполнена экспериментальная верификация модели с использованием металлогидридного реактора РХО-8 (Рис. 1), содержащего 1 кг сплава  $\text{La}_{0.9}\text{Ce}_{0.1}\text{Ni}_5$  [6].

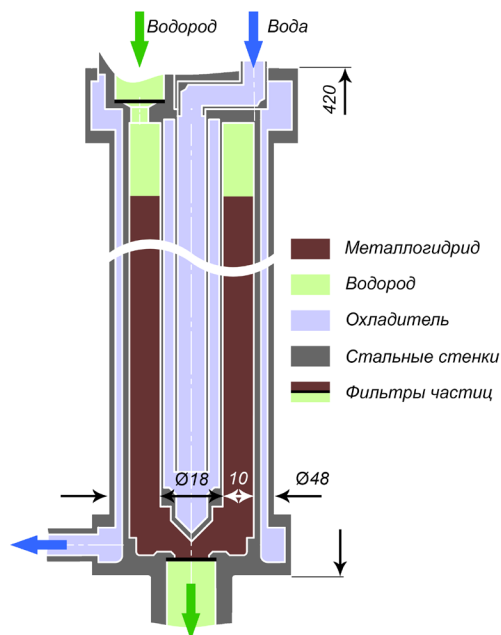


Рис. 1. Металлогидридный реактор РХО-8.

Существенный перепад давлений по высоте засыпки (см. Рис. 2) связан с ее низкой проницаемостью (порядка  $10^{-13} \text{ м}^2$ ). При постоянном расходе газа на входе в реактор, давление в нижней части реактора незначительно превышает равновесное давление реакции поглощения водорода, из-за чего реакция тормозится. В результате нижняя часть засыпки поглощает водорода позже и с меньшей эффективностью, чем верхняя часть.

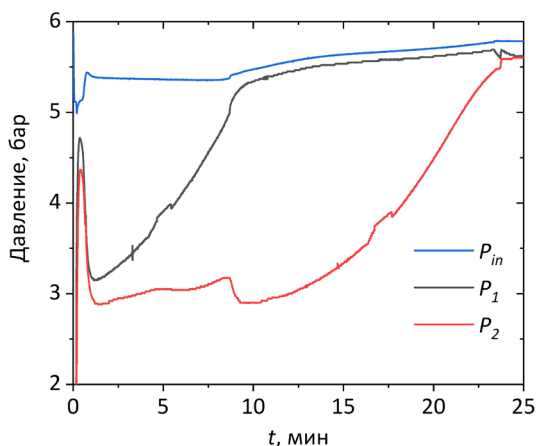


Рис. 2. Давление в реакторе РХО-8 при зарядке чистым водородом с расходом 10 норм.л/мин:  $P_{in}$  — давление на редукторе,  $P_1$  — давление в реакторе над засыпкой,  $P_2$  — давление под засыпкой.

Снижение проницаемости из-за разбухания частиц металлогидрида при поглощении водорода усиливает этот эффект. При моделировании учитывалось линейное изменение плотности частиц от примерно  $8.3 \text{ г/см}^3$  в негидрированном до  $6.1 \text{ г/см}^3$  в гидрированном состоянии.

В результате моделирования достигнуто хорошее совпадение с экспериментальными данными по расходу водорода, эволюции давления в реакто-

ре и температуры засыпки. Разработанная модель воспроизводит кризис тепломассопереноса, связанный с резким ростом равновесного давления водорода над металлом при повышении температуры и недостаточном охлаждении.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана, реализована в среде COMSOL Multiphysics и экспериментально верифицирована математическая модель процессов в металлогидридном реакторе, учитывающая изменение проницаемости засыпки поглощающего материала, связанной с разбуханием частиц металлогидрида при поглощении водорода. Низкая проницаемость засыпки (порядка  $10^{-13} \text{ м}^2$ ) является одним из основных факторов, определяющих эффективность работы металлогидридных реакторов проточного типа, которые могут быть использованы при разделении смесей водорода с метаном и углекислым газом. Возможность поглощения водорода из таких смесей определяется разностью между парциальным давлением водорода и равновесным давлением абсорбции, поэтому модель, позволяющая рассчитать поле давления внутри металлогидридной засыпки, даст возможность добиться высоких значений коэффициента извлечения водорода из смесей на практике.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00516).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Dunikov D., Borzenko V., Blinov D., Kazakov A., Lin C.Y., Wu S.Y., Chu C.Y.** Biohydrogen purification using metal hydride technologies // International Journal of Hydrogen Energy. – 2016. – Т. 41, № 46. – С. 21787-21794.
2. **Dunikov D., Blinov D.** Extraction of hydrogen from a lean mixture with methane by metal hydride // International Journal of Hydrogen Energy. – 2020. – Т. 45, № 16. – С. 9914-9926.
3. **Dunikov D.O., Borzenko V.I., Blinov D.V., Kazakov A.N., Romanov I.A., Leontiev A.I.** Heat and mass transfer in a metal hydride reactor: combining experiments and mathematical modelling // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. – Т. 2057, № 1. – 012122.
4. **Артемов В. И., Лазарев Д. О., Яньков Г. Г., Борзенко В. И., Дуников Д. О., Малышенко С. П.** Влияние неабсорбируемых газовых примесей на процессы тепломассообмена в металлогидридных устройствах для аккумуляции и очистки водорода // Теплофизика высоких температур. – 2004. – Т. 42, № 6. – С. 972.
5. **Minko K. B., Artemov V. I., Yan'kov G. G.** Numerical simulation of sorption/desorption processes in metal-hydride systems for hydrogen storage and purification. Part I: Development of a mathematical model // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2014. – Т. 68. – С. 683-692.
6. **Borzenko V.I., Blinov D.V., Dunikov D.O., Leontiev A.I.** Characteristic features of heat and mass transfer in hydrogen energy storage systems // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Т. 1128. № 1. — 012126.

## ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ И УСЛОВИЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ НА РАБОТОСПОСОБНОСТЬ ДЕФОРМИРУЕМЫХ ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ ИМПУЛЬСНЫХ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ УСТАНОВОК

### 1 ВВЕДЕНИЕ

Главный элемент адаптивной оптической системы – деформируемое зеркало (ДЗ), с его помощью исправляется аберрированный волновой фронт излучения. Сегодня еще удается обходиться неохлаждаемыми оптическими элементами (включая ДЗ) как при создании импульсных мощных лазерных установок (ИМЛУ) для инерционного термоядерного синтеза, так и непрерывных технологических лазерных установок.

Имеется опыт создания широкоапертурных квадратных ДЗ для установок лазерного термоядерного синтеза: в США установки NIF с ДЗ, имеющим размеры оптической поверхности (ОП) 400 × 400 мм [1]; в России – ИМЛУ типа «Луч» [2].

В статье рассмотрено влияние некоторых технологических дефектов, встречающихся при изготовлении элементов ДЗ, и условий, которые могут иметь место при эксплуатации зеркала и влиять на его работоспособность.

### 2 УЛУЧШЕНИЕ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДЗ

#### 2.1 Обеспечение плоскостности ОП ДЗ

Конструкция зеркала должна позволять осуществление быстрой ручной юстировки. Накопленный опыт [2] показал, что удовлетворительные результаты получаются в конструкциях, у которых край подложки свободен или находится достаточно далеко от внешнего кольца приводов ДЗ. Благодаря разработанному, модифицированному методу Гартмана контроля формы ОП в реальном масштабе времени и реализации оптимального алгоритма управления [3] удалось получить приемлемое качество формы ОП путем механической юстировки формы как в ручном, так и в автоматическом режиме [2].

#### 2.2 Покрyтия: обеспечение лучевой прочности

Одним из важных технических требований, предъявляемых к зеркалу, является требование лучевой прочности наносимых многослойных диэлектрических покрытий. Оптическое покрытие для ДЗ ИМЛУ должно обладать коэффициентом зеркального отражения (КЗО) не менее 99,5 % и коэффициентом пропускания в диапазоне (0,2 – 0,5) % [1]. О достигнутых уровнях величин лучевой прочности применительно к отечественным ИМЛУ сообщено в работе [4].

#### 2.3 Критические размеры дефектов ОП

Под дефектом ОП зеркала будем понимать область, имеющую КЗО меньший, чем на всей остальной

части поверхности. Это могут быть «грязные» пятна или царапины. В предположении о равномерном распределении КЗО в области дефекта и малости дефекта, приводящих к допущению рассмотрения зеркала как полупространства, в работе [5] получены формулы для критических размеров дефектов – радиуса дефектной области  $R_{кр}$ :

$$\text{по критической температуре } T_{кр} - R_{кр} = \lambda T_{кр} / q, \quad (1)$$

$$\text{по напряжению } \sigma_0 - R_{кр} = 2\lambda \sigma_0 / (\beta E q), \quad (2)$$

$$\text{по искажению ОП } W_{кр} - R_{кр} = \sqrt{4\lambda W_{кр} / [q\beta(1 + \nu)]}, \quad (3)$$

$q$  – тепловой поток;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности материала;  $\beta$  – коэффициент линейного расширения (КЛР);  $E$  – модуль Юнга;  $\nu$  – коэффициент Пуассона.

Царапины моделируются прямоугольником со сторонами  $a$  и  $b$ , причем  $a \gg b$ . Моделированием задачи только по тепловому признаку установлено следующее соотношение между размерами царапины [5] и критической температурой  $T_{кр}$ :

$$b \ln(2a / b) = \pi \lambda T_{кр} / (2q), \quad (4)$$

т.е. чем тоньше царапина, тем более длинной она может быть.

#### 2.4 Критические размеры других дефектов

При нарушении сплошности контакта между покрытием и поверхностью оптического элемента (ОЭ) максимальная температура поверхности  $T_{кр}$  оценена по формуле [5]:

$$\rho_0 \frac{d\mu}{dT} \frac{e}{\lambda_m} J_1(\mu r_0) = \frac{1}{DT} \frac{e}{\lambda_m} \frac{q_T H}{\lambda_m} \frac{\alpha_m}{\lambda_n} + \varepsilon \frac{\ddot{u}}{\dot{u}}, \quad (5)$$

где  $r_0 = R_n / H$ ;  $e = d_n / H$  – относительная толщина покрытия;  $H$  – толщина ОЭ;  $J_1$  – функция Бесселя 1-ого рода и порядка;  $\lambda_m, \lambda_n$  – коэффициенты теплопроводности материалов подложки зеркала и покрытия;  $\mu$  – переменная интегрирования;  $DT$  – скачок температуры на дефекте. Для современных оптических покрытий с характерной толщиной  $e = (10^{-3} - 10^{-2})$  и при  $r_0 > 0,1$  формула для оценки упрощается

$$\frac{1}{DT} \frac{e}{\lambda_m} \frac{q_T H}{\lambda_m} \frac{\alpha_m}{\lambda_n} + \varepsilon \frac{\ddot{u}}{\dot{u}} < 1, \quad (6)$$

а критический размер определяется в явном виде  $R_{п.кр}$  при  $\lambda_m = \lambda_n = \lambda$ :

$$R_{п.кр} = \delta_n \sqrt{\frac{1 - \{1 - (1/DT)[T_{кр} - (q_T H / \lambda)(1 + \varepsilon)]\}}{1 - (1/DT)[T_{кр} - (q_T H / \lambda)(1 + \varepsilon)]}}, \quad (7)$$

Критический размер дефекта по прочностному признаку оценивается из уравнения [5]

$$R_{п.кр} = \delta_n \sqrt{0.35 / [q_T H (\beta_n - \beta_m) / \lambda + \beta_n D T]}, \quad (8)$$

где  $\beta_n, \beta_m$  – КЛР материалов покрытия и ОЭ. Ограничения на дефекты покрытий по прочностному признаку являются более жесткими по сравнению с ограничениями по тепловому признаку.

### 3 ЭКСПЛУАТАЦИЯ ДЗ

#### 3.1 Воздействие импульсной лазерной нагрузки

При взаимодействии ультракоротких лазерных импульсов с ОП ОЭ необходимо учитывать динамические эффекты (конечность скорости распространения тепла и динамику упругого деформирования). При решении упрощенной модельной задачи [5] максимальное значение температуры, которое достигается на оптической поверхности в конце импульса, т.е. при  $t=t_0$  (где  $t_0=at_0/R_n^2$ ):

$$T_{\max} = \frac{aq_0}{\lambda \omega_r} \left[ \tau_0 \exp(-0.5\tau_0) [I_0(0.5\tau_0) + I_1(0.5\tau_0)] + \ddot{y} \right] \quad (9)$$

где  $I_0, I_1$  – модифицированные функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка;  $w_r$  – скоростью распространения тепла. Если  $t_0$  мало ( $t_0 \ll t_r$ , где  $t_r$  – время релаксации теплового потока) значение критического теплового потока

$$q_{кр} = T_{кр} \sqrt{c_p \lambda \rho} / \sqrt{t_r}. \quad (10)$$

Применительно к ДЗ ИМЛУ оценена  $T_{\max}=44,5$  К.

#### 3.2 Обеспечение стабильности формы ОП

##### 3.2.1 Температурная стабильность

Температурная стабильность формы ОП исследовалась при изменении температуры среды, в которой находилось зеркало и его юстировочный узел. Для конструкций ДЗ, разработанных для установки «Луч», достигнута практически полная температурная стабильность при изменении температуры окружающей среды в диапазоне пяти градусов от установленного эксплуатационного уровня температуры. Для одного из макетов ДЗ установлена незначительная зависимость среднеквадратичного отклонения поверхности от температуры [2]:  $SKO_n=0.0155T+0.162$ [мкм], здесь  $T$  – температура в °С. Изменение  $SKO_n$  при изменении температуры на 0,25 К (уровень дрейфа температуры окружающей среды установки) составляет  $\sim 0,004$  мкм  $\approx 0$ .

##### 3.2.2 Тепловая стабильность

При воздействии лазерного излучения на ОЭ часть излучения: а) отражается от ОП, б) поглощается в приповерхностном слое, в) поглощается по толщине ОЭ, г) проходит через ОЭ. Ввиду небольшой характерной толщины ОЭ ДЗ (3-10 мм) время прохождения тепловой волны сравнительно короткое  $\sim (0,05 - 0,1)$  с. При числах  $Fo > 0,3$  (где  $Fo=at/H^2$  – число Фурье, здесь  $H$  и  $D$  – толщина и условный диаметр ОЭ) изменяется средняя температура ОЭ, профиль температуры по толщине остается неизменным, и максимальное перемещение ОП за счет изгиба ОЭ приближается к асимптотическому значению:

$$W_{изг}^{\max} = \beta q D^2 / (16\lambda). \quad (11)$$

В ИМЛУ свет накачки от ксеноновых ламп может проходить через оптическую пластину ДЗ и попадать на основу зеркала. Для этого случая оценена динамика температурного поля и изгиба основы из инвара для ДЗ установки «Луч» [2]: температура поверхности достигает  $\sim 130$  °С, а на глубине 0,4 мм за это время (200 мкс) температура практически не изменяется. Максимальное отклонение поверхности составило  $\sim 0,2$  мкм. Аналогичные расчетные оценки были проделаны для основы в виде алюминиевой плиты с размерами 440'440'100 мм (прототипы ДЗ установок NIF и LMJ): на поверхности температура достигает  $\sim 35$  °С, а на глубине 1 мм температура практически не изменяется. Максимальное отклонение поверхности под воздействием вспышки света составляет  $\sim 2$  мкм.

##### 3.2.3 Удержание формы ОП во времени

Для выяснения вопроса о стабильности удержания формы ОП без напряжения на приводах и под напряжением (на всех приводах 100 В) в течение двух часов была поставлена специальная серия экспериментов для ДЗ установки «Луч» (размер ОП 220'220 мм) [2]. Интерферограммы ОП снимались с периодом 20 минут. В процессе эксперимента отклонения в СКО изменялись в пределах 0,032 мкм, имелась слабая линейная зависимость от времени  $SKO_n(t) - SKO_n(t=0) = at$ , где  $a = (2,0 \times 10^{-5} - 1,57 \times 10^{-4})$  мкм/мин,  $t$  – время, мин. Данный макет ДЗ показал высокую временную стабильность ОП.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ позволил предъявить требования к максимально допустимым размерам дефектов на ОП и покрытии. Геометрическая стабильность формы ОП при изменении температуры окружающей среды, световом воздействии и во времени обеспечивается материальным составом и конструкцией ДЗ. Для разработанных конструкций ДЗ для ИМЛУ экспериментально показана температурная, тепловая и временная стабильность удержания формы ОП.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zacharias R. A., Beer N. R., Bliss E. S. et al., Alignment and wavefront control systems of the National Ignition Facility// Opt. Eng., 2004. Vol. 42. No.12. Pp. 2873-2884.
2. Шанин О.И. Адаптивные оптические системы в импульсных мощных лазерных установках. М.: Техносфера, 2012. 200 с.
3. Ляхов Д. М., Шанин О. И., Щипалкин В. И. Модифицированный метод Гартмана для измерения характеристик широкоапертурных адаптивных зеркал// Автометрия, 2012. Т. 48. № 2. С. 86-91.
4. Бабаянц К. Г., Жупанов В. Г., Клюев Е. В. и др. Диэлектрические покрытия с высокой лучевой стойкостью для различных диапазонов длин волн/ В сбор. тез. докл. X Харитоновских чтений. Саров, 2008. С. 69-70.
5. Власов Н.М., Колесов В.С., Федик И.И. Стабильность оптической поверхности лазерных зеркал. М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ. 2005. 216 с.

## ТЕПЛОВЫЕ МЕТОДЫ ИСПЫТАНИЙ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

### 1 ВВЕДЕНИЕ

Результаты исследований теплофизических характеристик систем охлаждения зеркал и термомоформированного состояния самих зеркал отражены во множестве работ, проведенных в 1980-1990 гг. Тема данной работы лежит несколько в другой плоскости, чем рассмотренные ранее задачи. В работе [1] проведен анализ методик, использующих неустановившиеся тепловые процессы для определения теплообменных характеристик. Эти методы основаны на использовании регулярных режимов первого и второго рода.

В данной работе рассмотрены методы, дающие возможность имитировать с помощью теплоносителя тепловые нагрузки от лазерного излучения. Методы основаны на сравнении и уравнивании температурных моментов, возникающих при различных видах тепловых нагрузок. В силу того, что толщина основы зеркала  $d_0$  во много раз больше толщины подложки  $d_n$ , величина тепловых возмущений от теплоносителя может быть незначительной, а результат от их воздействия эквивалентен воздействию плотности тепловых потоков от лазерной нагрузки свыше  $10^7$  Вт/м<sup>2</sup>.

### 2 ДЕФОРМАЦИЯ ЗЕРКАЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОЙ НАГРУЗКИ

Для упрощения анализа рассмотрено пассивное лазерное зеркало как конструкция из однородного материала, состоящая из тонкой подложки толщиной  $d_n$ , системы охлаждения толщиной  $h$ , и толстой основы толщиной  $d_0$  (отношение  $d_0/d_n > (25-50)$ ). Однородность свойств материала предполагает равенство тепломеханических свойств для материалов подложки, системы охлаждения и основы. Со стороны оптической поверхности подложки приложена равномерная плотность теплового потока  $q$ . Считалось, что тыльная сторона основы теплоизолирована, а в зеркале в стационарном режиме реализуется одномерное распределение температуры по толщине. Используя для описания распределения поля температур по толщине зеркала решение, полученное в [2], была получена аналитическая формула для изгибного температурного момента.

### 3 ТЕПЛОВОЙ УДАР

В этом режиме работы зеркала плотность теплового потока от лазера  $q=0$ . В начальный момент времени в зеркало подается теплоноситель с постоянным расходом  $G=\text{const}$  и с отличной от температуры зеркала температурой  $t_{\text{вх}}=t_0 \pm Dt$ , (где  $t_0$  – начальная равномерная температура зеркала). Параметрами процесса являются  $Dt$  и расход теплоносителя  $G$ , а в эксперименте фиксируется динамическая интерферограмма искажений оптической по-

верхности зеркала. Наиболее реализуемые при эксплуатации зеркал случаи, когда в «холодное» зеркало попадает «горячий» теплоноситель и наоборот. Это задача о так называемом тепловом ударе. Была установлена связь между параметрами теплового удара  $Dt$  и плотностью теплового потока  $q$  при воздействии лазера, приводящими к одинаковым перемещениям оптической поверхности за счет изгиба.

### 3.1 Деформация зеркала при тепловом ударе

При условиях большого отношения  $D/d_0 > 5$  (где  $D$  – характерный размер оптической поверхности зеркала), малого объема подводящей теплоноситель системы, поле температур в основе зеркала удовлетворительно может быть определено из решения одномерной нестационарной задачи для полупластины с теплообменом на поверхности при граничном условии третьего рода ( $a=a_{\text{пр}}$ , где  $a_{\text{пр}}$  – приведенный к теплообменной поверхности коэффициент теплоотдачи) [3]. Величина изгибного температурного момента пропорциональна комплексу  $De\beta\delta_0^3/(1-\nu)$ , его динамическое поведение определяет безразмерный момент  $\bar{M}_{\text{то}}$ , зависящий от интенсивности охлаждения ( $a_{\text{пр}}$ ) и безразмерного времени  $Fo$ . Поведение момента (рис.1) характеризуется нулевым начальным значением, быстрым ростом с достижением максимума и дальнейшим экспоненциальным спадом с темпом, зависящим от интенсивности теплоотдачи ( $Bi_{\text{пр}}=a_{\text{пр}}d_0/l$ ).

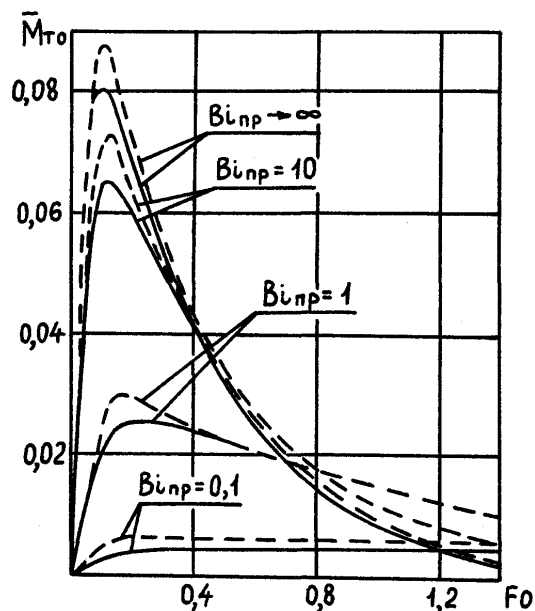


Рис.1. Динамика теплового удара: безразмерный температурный изгибный момент в основе зеркала  $\bar{M}_{\text{то}}$  при различной интенсивности теплоотдачи  $Bi_{\text{пр}}$  (штриховые линии – учтен только первый член ряда в  $\bar{M}_{\text{то}}$ , сплошные линии – учтены три первых члена ряда).

### 3.2 Возможности испытаний

Наличие экспоненциального характера спада перемещения (рис.1), позволяет использовать тепловой удар как способ испытания зеркал. Установлена связь между плотностью теплового потока (случай лазерного нагружения) и параметрами теплового удара. Оценивая порядки величин, входящих в связующее уравнение, получен порядок моделируемой плотности теплового потока. Оцениваемая плотность теплового потока имеет порядок  $10^6$ - $10^7$  Вт/м<sup>2</sup>, а соответствующая плотность светового потока при КЗО  $R_{КЗО}=0,99$ , может иметь порядок  $10^8$ - $10^9$  Вт/м<sup>2</sup>.

## 4 ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

На практике реализуется случай, когда в процессе работы контура охлаждения зеркала температура теплоносителя повышается. Рассмотрена задача с постоянным темпом нагрева теплоносителя  $b$  [К/с] на входе в систему охлаждения.

### 4.1 Деформация зеркала

В одномерной постановке считалось, что зеркало можно рассматривать как бесконечную плоскую полупластину. Использовано аналитическое решение для распределения безразмерной температуры  $q$  по толщине зеркала  $\delta_0$  во времени  $t$  [3] и получено решение для температурного поля. Для изгибного температурного момента (размерного  $M_{ло}$  и безразмерного  $\bar{M}_{ло}$ , рис. 2) получены уравнения:

$$M_{ло}(\tau) = E\beta\delta_0^5 b \bar{M}_{ло}(\tau) / [a(1-\nu)], \quad (1)$$

$$\bar{M}_{ло} = 0,0471 - \sum_{n=1}^{\infty} A_n B_n \exp(-\mu_n^2 Fo) / \mu_n^2, \quad (2)$$

где  $B_n = [(1 - \cos \mu_n) / \mu_n^2 - 0,5 \sin \mu_n / \mu_n]$ ,  $m_n$  и  $A_n$  – корни и коэффициенты характеристического уравнения,  $a$  – температуропроводность.

Из (2) видно, что при  $Fo \gg 1$  (практически при  $Fo > 3$ )  $\bar{M}_{ло} \gg 0,0417$  и не зависит от числа  $Bi_{пр}$ .

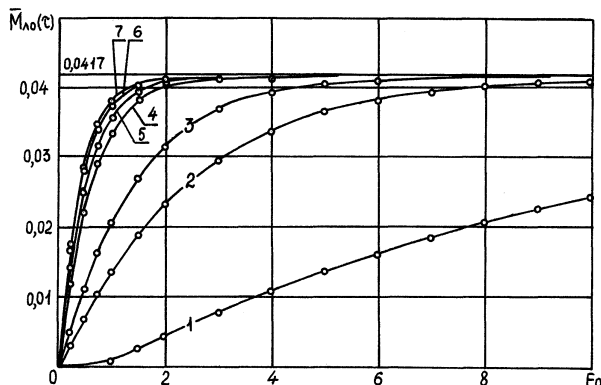


Рис. 2. Временная зависимость безразмерного температурного момента  $\bar{M}_{ло}(\tau)$  от времени  $t(Fo)$  при линейном законе изменения температуры теплоносителя  $t_{ж}=t_0+bt$ . 1 -  $Bi_{пр}=0,1$ ; 2 -  $Bi_{пр}=0,5$ ; 3 -  $Bi_{пр}=1,0$ ; 4 -  $Bi_{пр}=5,0$ ; 5 -  $Bi_{пр}=10,0$ ; 6 -  $Bi_{пр}=50,0$ ; 7 -  $Bi_{пр} \rightarrow \infty$

Динамическая составляющая перемещения при  $\bar{M}_{ло} = \text{const}$  оценена по формуле:

$$\delta_{изг} = 0,0625\beta L^2 \delta_0 b(1+\nu) / a. \quad (3)$$

Длительность процесса стабилизации температурного момента  $\bar{M}_{ло}$  зависит от  $Bi_{пр}$  и он достигает 99 % от максимального значения при временах:

$$Fo^3 - \ln(0,01 / A_1) / \mu_1^2, \quad (4)$$

где  $A_1 = [4 \sin \mu_1 (1 - \cos \mu_1)] / [\mu_1^2 (\mu_1 + \cos \mu_1 \sin \mu_1)]$ .

Оценена величина темпа нагрева теплоносителя  $b$ , при котором можно получать представительные результаты. При  $Fo \gg 1$  разность температур теплоносителя и теплообменной поверхности постоянна:

$$J_n = (t_0 + b\tau) - t(\bar{x} = 1, \tau) = b\delta_0^2 / a Bi_{пр}. \quad (5)$$

При использовании молибденовой основы толщиной 40 мм, фиксируемой разности температур  $J_n=1$  К и  $a_{пр} \gg 2 \times 10^4$  Вт/(м<sup>2</sup>К) из (5)  $b_n=0,188$  К/с.

### 4.2 Возможности теплового метода

Установлена связь между плотностью теплового потока (лазерное нагружение) и параметрами теплового нагружения при нагреве теплоносителя. Оцениваемая плотность теплового потока имеет порядок  $10^4$ - $10^{5,5}$  Вт/м<sup>2</sup>, а соответствующая плотность светового потока при  $R_{КЗО}=0,99 \sim 10^6$ - $10^{7,5}$  Вт/м<sup>2</sup>.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложены два метода испытаний охлаждаемых лазерных зеркал, которые не требуют лазерной нагрузки. Методы основаны на моделировании температурных моментов, возникающих при лазерном нагружении, с помощью теплового нагружения.

Подробное изложение и обоснование методов испытаний и их экспериментальная проверка приведены в [4].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шанин Ю.И. Экспериментальное определение коэффициентов теплообмена в системах охлаждения лазерных зеркал // Тр. XXII школы-семинара «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках». Москва, 20–24 мая 2019. М.: Печатный салон «Шанс», 2019. С. 367–370.
2. Теплообмен в прямоугольных каналах с теплопроводными стенками при одностороннем нагреве / В.Н. Федосеев, О.И. Шанин, Ю.И. Шанин, В.А. Афанасьев // ТВТ. 1989. Т.27. № 6. С. 1132–1138.
3. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
4. Шанин Ю.И. Тепловые методы испытаний охлаждаемых лазерных зеркал // Тепловые процессы в технике. 2019. Т. 11. №6. С. 250–264.



## ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС ВОДНОГО ТЕРМОАККУМУЛЯТОРА НА ОСНОВЕ ФАЗОИЗМЕНЯЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие энергетики на основе возобновляемых источников (солнечные, ветровые, приливные электростанции и т.п.) требует разработки накопителей энергии, использование которых позволяет преодолеть временной разрыв между периодами максимального производства и максимального потребления энергии. Для накопления тепловой энергии целесообразно использовать фазоизменяемые материалы (ФИМ) в которых накопление и извлечение энергии происходит в результате фазового перехода [1] и цитированные там работы). Использование ФИМ позволяет стабилизировать температуру вычислительных комплексов, аккумуляторных батарей, солнечных элементов и других электронных систем, а также сглаживать температурные флуктуации окружающей среды, стабилизируя температуру жилых и производственных помещений без дополнительных затрат энергии [2].

Основная проблема, возникающая при использовании ФИМ в указанных выше системах, связана с весьма низким значением коэффициента теплопроводности большинства таких материалов, которое составляет доли Вт/м·К. При столь низкой теплопроводности ФИМ обладают высокой тепловой инерцией и весьма медленно реагируют на изменения температуры окружающей среды. Для преодоления этой проблемы могут использоваться два подхода. Согласно одному из этих подходов [3], ФИМ помещается в полость минимального поперечного размера. Другой подход [4] основан на введении в ФИМ наночастиц углеродных нанотрубок, графен, наночастицы графита и т. п.), коэффициент теплопроводности которых на 4 – 5 порядков превышает соответствующие значения для ФИМ. Оба указанных подхода приводят к существенному сокращению времени теплообмена между ФИМ и окружающей средой, что открывает возможность широкого практического использования ФИМ.

### 2. МОДЕЛЬ РАСЧЕТА

В данной работе представлена и проанализирована конструкция водного аккумулятора тепловой энергии, в котором накопление тепловой энергии происходит в результате взаимодействия горячей воды с ФИМ, а извлечение этой энергии происходит в результате пропускания холодной воды через полость, заполненную расплавленным ФИМ. В качестве ФИМ используется парафин, имеющий температуру плавления около 55°C. Для повышения коэф-

фициента теплопроводности ФИМ в материал вводится порошок термически восстановленного оксида графена, процедура получения и характеристики которого детально описаны в работах [5].

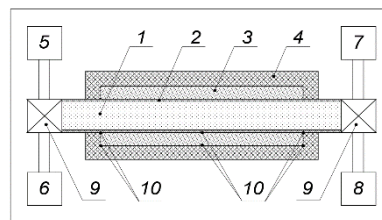


Рис. 1. Схема модуля термоаккумулятора: 1 – трубопровод для пропускания горячей или холодной воды; 2 – медная оболочка внутреннего трубопровода; 3 – полость между внешним и внутренним цилиндром, заполненная ФИМ; 4 – полипропиленовая оболочка внешнего цилиндра; 5 – источник холодной воды; 6 – источник горячей воды; 7 – приемник нагретой воды; 8 – приемник охлажденной воды; 9 – краны подачи воды; 10 – термометры.

Простейшая конструкция накопителя тепловой энергии, в котором в качестве энергоносителя используется вода, показана схематически на рис. 1. Устройство имеет модульную структуру и содержит две вложенные одна в другую концентрические цилиндрические трубки с радиусами  $R_1$  и  $R_2$  и длиной  $L$ . Внутренняя трубка толщиной  $h$  изготовлена из меди для облегчения теплообмена между водой и ФИМ. Внешняя трубка с радиусом  $R_3$  и толщиной  $d$  изготовлена из полимерного материала с низкой теплопроводностью, что предотвращает потери тепловой энергии. Полость между внешним и внутренним цилиндрами заполнена ФИМ, в то время как вода, используемая в качестве теплоносителя, протекает по внутренней трубе. Контроль температуры в процессе теплообмена осуществляется с помощью термометров, помещенных внутрь ФИМ.

Пилотная версия модуля накопителя тепловой энергии, изготовленная в НИУ МЭИ, имеет следующие характеристики:  $R_1 = 7.5$  мм,  $L = 1100$  мм,  $h = 1$  мм,  $R_2 = 13.5$  мм,  $R_3 = 20$  мм,  $d = 6.5$  мм. Прохождение горячей воды через внутренний трубопровод приводит к нагреву ФИМ и фазовому переходу в нем, так что материал плавится и переходит из твердого в жидкое состояние. Запасенная в нем энергия представляет собой произведение массы ФИМ  $M$  на удельную энтальпию фазового перехода  $H$ :

$$E = MH \quad (1)$$

Эта энергия может быть извлечена в результате пропускания холодной воды через внутренний трубопровод, что приводит к охлаждению ФИМ и фазовому переходу в нем. При этом вода нагревается до температуры, соответствующей точке фазового

перехода. Горячая вода может быть использована в практических целях.

В качестве ФИМ в данной работе используется парафин П2, который характеризуется значениями температуры плавления  $T_{пл} = 55^\circ\text{C}$ , удельной теплоты плавления  $H = 212 \text{ Дж/г}$ , плотности  $\rho = 0,734 \text{ г/см}^3$ , удельной теплоемкости  $c = 2,1 \text{ Дж/(г}\cdot\text{K)}$ , теплопроводности  $\lambda = 0,21 \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$ , температуропроводности  $\alpha = 0,74 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ . Масса ФИМ  $M$  определяется объемом полости между внешним и внутренним цилиндрами, который выражается через их радиусы  $R_1$  и  $R_2$ :

$$M = \pi(R_2^2 - R_1^2)L\rho \quad (2)$$

Характеристическое время теплообмена  $\tau$  выражается следующим соотношением:

$$\tau = (R_2 - R_1)^2/\alpha \quad (3)$$

где  $\alpha = \lambda/\rho c$  коэффициент температуропроводности ФИМ. Для пилотной установки с указанными выше параметрами  $M = 317 \text{ г}$ . В соответствии с (1) это соответствует величине энергии, запасаемой в модуле  $E \approx 67 \text{ кДж}$ . Эта энергия запасается в ФИМ в результате охлаждения воды массой  $M_B \approx 800 \text{ г}$ , имеющей начальную температуру, превышающую температуру фазового перехода на  $20^\circ\text{C}$ . Характеристическое время теплообмена, оцениваемое на основании (3), составляет около  $\tau \approx 500 \text{ с}$ . Это время может быть существенно сокращено в результате введения в ФИМ присадки из нанокремниевых частиц. Как показано в эксперименте [6], введение 1% (по массе) термически восстановленного оксида графена приводит к 15-кратному увеличению коэффициента теплопроводности. В этом случае характеристическое время теплообмена оценивается как  $\tau \approx 30 \text{ с}$ . Это время определяет минимальную длительность взаимодействия между потоком горячей воды и ФИМ, а, следовательно, и максимальную скорость водного потока:

$$v_{max} = M_B/\rho S\tau \approx 15 \text{ см/с} \quad (4)$$

здесь  $S = \pi R_1^2 = 1,75 \text{ см}^2$  – поперечное сечение водного трубопровода. При более высокой скорости потока вода «не успевает» израсходовать свою энергию на плавление парафина, и ее температура изменяется лишь незначительно.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Теплообмен между водным потоком и ФИМ исследовался численно с учетом поглощения (выделения) энергии в результате фазового перехода. Нестационарное уравнение теплопроводности решалось в предположении, что теплопроводность внутренней медной трубки равна бесконечности, а теплопроводность наружной полимерной трубки равна нулю. Коэффициент теплопроводности ФИМ с присадкой термически восстановленного оксида графена принималась равной  $10,37 \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$  (в твердом состоянии) и  $13,82 \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$  (в жидком состоянии). Исходная температура горячей воды задавалась равной  $90^\circ\text{C}$ , а исходная температура твердого парафина задавалась равной  $20^\circ\text{C}$ . При моделировании теплообмена между расплавленным парафином и потоком

холодной воды исходные значения температуры воды и парафина принимались равными  $24^\circ\text{C}$  и  $55^\circ\text{C}$ , соответственно. Примеры расчетных зависимостей температуры ФИМ от продольной и радиальной координаты при накоплении и экстрагировании энергии показаны на рис. 2. Подобные зависимости были получены для различных моментов времени после начала прокачивания горячей (холодной) воды. Примеры таких зависимостей, полученных для момента времени  $50 \text{ с}$  после начала прокачивания, приведены на рис. 2. Расчеты показывают, что при скорости потока  $v = 10 \text{ см/с}$  полное время плавления парафина составляет примерно  $250 \text{ с}$ , а время затвердевания составляет примерно  $150 \text{ с}$ .

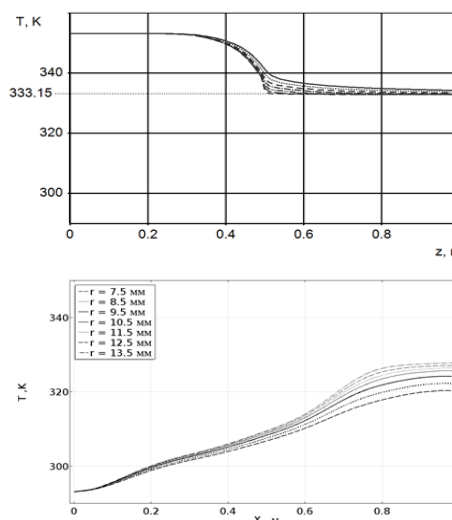


Рис. 2. Продольный и радиальный профили температуры ФИМ, вычисленные для момента времени  $50 \text{ с}$  после начала прокачивания.

Работа выполнена в рамках Госзадания № FSWF-2020-0023.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьев И. С., Дедов А. В., Елецкий А. В. Фазоизменяемые материалы и энергетика // Теплоэнергетика. 2021. № 4, с. 3–17. DOI: 10.1134/S0040363621040020.
2. Eletsii A.V. Phase change materials with enhanced thermal conductivity and heat propagation in them // Physchem. 2022. V.2, p. 19-42. DOI: 10.3390/physchem2010003
3. Sharma M. K. Alternative designs and technological advancements of phase change material integrated photovoltaics: A state-of-the-art review // J. of Energy Storage. 2022. V. 48. P. 104020. DOI: 10.1016/j.est.2022.104020
4. Burger N., Laachachi A., Ferriol M., Lutz M., Toniazio V., Ruch D. // Review of thermal conductivity in composites: Mechanisms, parameters and theory. Progress in Polymer Science. 2016. V.61. P. 1–28. DOI: 10.1016/j.progpolymsci.2016.05.001.
5. Bocharov G.S., Eletsii A.V. Percolation conduction of carbon nanocomposites // Int. J. Molecular Science. 2020. V. 21. P. 7634; DOI: 10.3390/ijms21207634
6. Aryanfar A., Medlej S., Tarhini A., Damadi S. R., Tehrani B., Goddard W. A. 3D percolation modeling for predicting the thermal conductivity of graphene-polymer composites // Computational Materials Science. 2021. V. 197(11). P. 110650.

## РАСПОЗНАВАНИЕ РЕЖИМОВ КИПЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ СИНЕРГЕТИЧЕСКОГО КОМПЬЮТЕРА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время нейронные сети находят все большее применение в различных теплофизических задачах. Одна из наиболее привлекательных особенностей нейронной сети – возможность решать качественные задачи: отличать один тип элементов какого-либо массива от другого типа; например, различать кошек и собак или пузырьковое и пленочное кипение.

Между тем, нейросетевой подход является, по крайней мере, не единственным способом решения качественных задач, а возможно, и не лучшим. В данной работе рассматривается известный конкурент нейронной сети – так называемый синергетический компьютер, описанный Г. Хакеном [1]. Возможно, данный термин для таких алгоритмов является чрезмерно звучным и привносит в тему старинные и уже вышедшие из научной моды акценты, однако далее мы будем использовать именно это – предложенное самим автором – название.

Суть синергетического компьютера заключается в построении динамической системы в пространстве неких признаков, выбор которых представляет собой, вообще говоря, самостоятельную задачу. В данном пространстве признаков создаются аттракторы – исходные образы, соответствующие определенным значениям признаков. Далее в качестве начального условия данной динамической системе предъявляется некий исходный образ – образ, подлежащий распознаванию. В процессе эволюции динамической системы этот образ приходит к одному из аттракторов, который и является распознанным образом, т.е. ответом на поставленную задачу.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Во многом, наша работа следует статье [2], где использовался алгоритм нейронной сети для распознавания типа кипения жидкости (пузырьковое или пленочное) по статическим фотографиям процесса. На сайте журнала «International Journal of Heat and Mass Transfer» размещены видеоматериалы – видеосъемка процесса кипения, переходящего от пузырькового режима к пленочному. На основании этих видеоматериалов в [2] и проведен анализ режимов кипения (см. для примера рис. 1); эти же видео мы будем обрабатывать с помощью синергетического компьютера.

Таким образом, цель нашей работы во многом сравнительная: сможет ли алгоритм синергетического компьютера справиться с подобной (на самом

деле, сравнительно несложной) задачей не хуже нейронной сети.

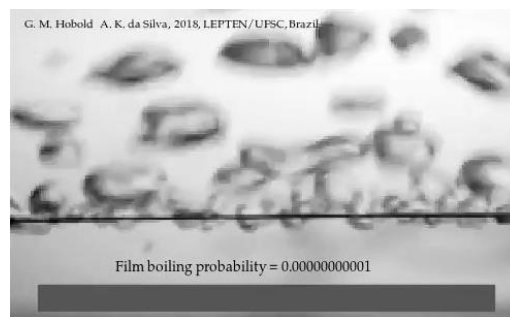


Рис. 1. Кадр видеосъемки процесса кипения [2].

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В качестве математической модели используется незначительная модификация системы, предложенная самим Г. Хакеном в [1]. Пусть векторы

$$\vec{v}_k, \quad k = 1 \dots N \quad (1)$$

есть аттракторы нашей динамической системы, соответствующие  $N$  ключевым образам. Введем также сопряженные векторы

$$\vec{v}_k^+, \quad k = 1 \dots N, \quad \left( \vec{v}_i^+ \vec{v}_j \right) = \delta_{ij}, \quad (2)$$

где  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера. Сопряженные векторы легко найти, зная набор исходных векторов.

Обозначим исследуемый вектор как  $\vec{q}$  и сконструируем для этого вектора отображение

$$\vec{q} \leftarrow \left( \vec{q} + \vec{A} - \vec{B} \right) \left[ 1 - \theta \left( \left| \vec{q} - \vec{V} \right| - r \right) \right], \quad (3)$$

где

$$\vec{A} = \sum_{k=1}^N \left( \vec{v}_k^+ \vec{q} \right) \left[ \vec{v}_k - \vec{q} \right], \quad (4)$$

$$\vec{B} = \sum_{k=1}^N \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq k}}^N \left( \vec{v}_k^+ \vec{q} \right)^2 \left( \vec{v}_n^+ \vec{q} \right) \vec{v}_n. \quad (5)$$

Ступенчатая функция Хевисайда  $\theta$  используется для того, чтобы убирать из анализа векторы, слишком далеко (дальше, чем  $r$ ) лежащие от среднего

$$\vec{V} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \vec{v}_k. \quad (6)$$

Таким образом, динамическая система (3) выдаст ноль, если на вход будет подан вектор, слишком сильно отличающийся от заданных аттракторов:

например, вместо фотографии кипения будет представлено изображение человека.

Наконец, заметим, что, как следует из (4) и (5), при  $\vec{q} = \vec{v}_k$  (соответствующем любому из аттракторов) слагаемые  $\vec{A}$  и  $\vec{B}$  в (3) нулевые.

Начальное условие для динамической системы (3) – некий вектор  $\vec{q}_0$ , подлежащий распознаванию.

#### 4. ВЫБОР ПРИЗНАКОВ

Компоненты векторов  $\vec{q}$  и  $\vec{v}$  представляют собой некие характерные признаки – определяющие параметры. Выбор этих параметров может быть весьма разнообразным.

Рассматривая задачу об идентификации режима кипения по видеоизображению – по отдельному видеокадру, содержащему набор пузырей, – можно подходить к выбору признаков множеством способов. Напрашивающийся, но отнюдь не самый легкий в реализации подход, заключается в выделении контуров отдельных пузырей с последующим подсчетом каких-либо статистических характеристик. Мы сейчас поступим несколько иначе: отличие картины пузырькового режима от пленочного мы будем анализировать через распределение по «яркости» пикселей изображения. Основанием для возможности рассмотрения такой гипотезы является тот факт, что пузыри отличаются от фона не только контуром, но и цветом (как человек на фоне стены, например).

Как известно, цвет каждого пикселя в компьютерном представлении представляется через RGB-разложение – как комбинация красного  $R$ , зеленого  $G$  и синего  $B$  цветов; интенсивность каждого цвета представляется целым числом от 0 до 255. В данной работе мы понимаем под яркостью данного пикселя величину

$$C = \frac{R+G+B}{3}. \quad (7)$$

Посчитав значения  $C$  в каждой точке изображения, мы затем строим функцию распределения по яркости (подсчитываем относительное число точек, имеющих яркость в заданном поддиапазоне, разбив весь диапазон значений яркости на 20 интервалов). Мы надеемся, что вид этой функции распределения будет иметь устойчивые различия для двух типов изображения – для пузырькового и пленочного кипения.

Следует отметить, что мы брали кадры, представленные в работе [2], целиком. Подобный кадр показан на рис. 1: на нем присутствует (в оригинале цветная) полоса, показывающая вероятность того или иного режима (зеленая – пузырьковое, красная – пленочное).

Следы этой цветной полосы присутствуют и на полученных распределениях по яркости на рис. 2: пики на интервалах № 5 и № 7 имеют именно это происхождение. Различать типы кипения по такой «подсказке», разумеется, некорректно, поэтому в

качестве признаков мы выбираем вторую часть функции распределения – интервалы с номерами от 10 до 19 (нумерация начинается с нуля).

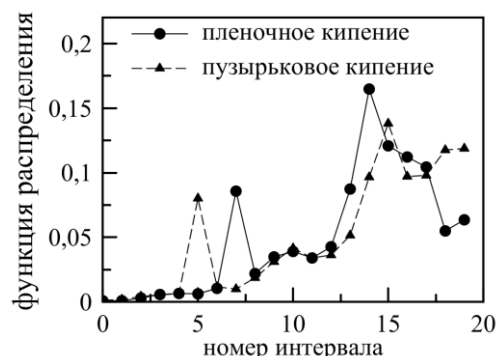


Рис. 2. Функции распределения по яркости.

#### 5. ОБУЧЕНИЕ И РАСПОЗНАВАНИЕ

Обучение сводится к построению усредненных функций распределения для пузырькового и пленочного кипения. Отметим, что функции распределения для пузырькового кипения вообще мало отличаются друг от друга, в то время как для пленочного кипения функции распределения несколько разнообразнее. Таким образом мы получаем векторы  $\vec{v}_1$  и  $\vec{v}_2$  (для нашего случая, очевидно,  $N = 2$ ). Использовать можно весьма малое число кадров (достаточно и пяти для каждого типа кипения).

Далее для динамической системы задается вектор  $\vec{q}_0$ , сформированный из какого-либо кадра видеосъемки процесса кипения. После нескольких итераций динамическая система (3) приходит к вектору, соответствующему верному типу кипения, в 100% случаев.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенная в нашей работе методика, безусловно, может быть улучшена в каждом своем элементе – от задания динамической системы до выбора рассматриваемых признаков. Тем не менее, даже в таком элементарном исполнении достигается требуемый результат.

Таким образом, на основании данной работы можно утверждать, что синергетический компьютер имеет по крайней мере ограниченную применимость для подобного класса задач.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Хакен Г.** Принципы работы головного мозга. М.: «ПЕР СЭ», 2001. 351 с.
2. **Hobold G.M., da Silva A.K.** Automatic detection of the onset of film boiling using convolutional neural networks and Bayesian statistics// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019. V. 134. P. 262–270.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ ТЕПЛОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛАХ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМООПТИЧЕСКОГО МЕТОДА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Методы термооптических измерений применяются для контроля приповерхностных слоев полупроводниковых материалов и покрытий в микроэлектронных устройствах. Как показано в [1-8], локальные тепловые и электронные процессы могут быть исследованы с помощью метода оптической терморекфлексометрии или термоотражения (TR). Принцип метода основан на возбуждении температурной неоднородности в образце с помощью импульса лазерного нагрева с одновременным исследованием интенсивности отражения от нагреваемой области другого непрерывного считывающего лазерного луча. Параметры релаксации такой неоднородности соответствуют изменениям интенсивности отражения этого лазерного луча. Эти параметры предоставляют информацию о теплофизических и электронных свойствах облучаемой области, что позволяет оценить свойства приповерхностных слоев образца. Методы исследования подразумевает регистрацию локальных изменений температуры внутри нагретой области по некоторой зависимости изменений сигнала термоотражения от изменения температуры поверхности [1-8]. Успешное применение метода TR к исследованию полупроводниковых материалов сопровождается обсуждением влияния различного рода процессов в электронной подсистеме материала. Например, обсуждаются явления термогенерации носителей [5] или электрон-фононного взаимодействия [7], а также глубины проникновения излучения [6].

### 2. ТЕРМООПТИЧЕСКИЙ МЕТОД

Сфокусированное импульсное лазерное излучение создает температурную неоднородность в поверхностном слое с толщиной, определяемой по формуле термодиффузии  $l = (a\tau_p)^{\frac{1}{2}}$ , где  $\tau_p$  - длительность нагревающего импульса,  $a = \frac{\kappa}{\rho c}$  - температуропроводность материала (здесь  $\kappa$ ,  $c$  и  $\rho$  обозначают теплопроводность, удельную теплоемкость и плотность материала соответственно). Зная скорость релаксации температурной неоднородности, можно получить данные о теплофизических свойствах облучаемой области. С этой целью можно изучить временную зависимость интенсивности отраженного считывающего лазерного луча после короткого импульса нагрева. Предположим, что

коэффициент отражения пропорционален температуре поверхности и что среда является полубесконечной и однородной. Для относительно коротких импульсов и малой площади нагрева при соответствующих ограничениях применяют приближение зависимости температуры от времени для мгновенного точечного источника по выражению:

$$T(t) = \frac{2\delta Q}{\rho c (4\pi a t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{R^2}{4at}\right),$$

где  $t$  - время распространения тепла,  $R$  - расстояние от источника,  $Q$  - энергия поглощенного излучения на поверхности. Более строгие выражения для температуры на площадке нагрева при  $t > \tau_p$  неоднократно анализировались в работах [1-8]. Показана ее зависимость в общем случае от длительности нагрева, размера пятна нагрева, теплофизических характеристик образца, а также от показателя глубины проникновения нагревающего излучения  $\alpha$ :

$$T(t) = f(t, \tau_p, R, \kappa, c, \rho, \alpha).$$

Важно, что по законам теплообмена зависимость является монотонно убывающей функцией времени. Однако в полупроводниковых материалах монотонная зависимость может нарушаться при перестройках электронной подсистемы [3,5,7]. В настоящей работе рассматриваются только качественные аспекты, связанные с влиянием тепловых или электронных характеристик исследуемой системы на температурную релаксацию сигнала.

### 3. РЕГИСТРАЦИЯ ТЕРМООПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА В ОПТОВОЛОКОННОЙ СХЕМЕ

В традиционных установках термооптических измерений часто используются дорогие элементы и сложные схемы, труднодоступные для малых лабораторий и исследовательских групп. К счастью, современная оптическая технология позволяет построить двухлучевую систему, использующую широко распространенные волоконно-оптические компоненты [3]. Например, можно передать нагревающие и зондирующие лучи с разными длинами волн в одном оптическом волокне, как это выполнено в настоящей работе, вплоть до поверхности образца и транспортировать обратно отраженное излучение. Применение оптоволоконной для транспортировки оптического излучения имеет несомненные преимущества при исследованиях малогабаритных образцов полупроводниковых материалов в условиях низких температур и сильного магнитно-

го поля. Распространенные одномодовые волокна передают излучение на поверхность образца, обеспечивая на выходе луч малого размера, эквивалентный диаметру оптического волокна около 10 мкм. Лазерный луч слабо расходится в пределах нескольких десятков микрометров от торца волокна, но сохраняет достаточную интенсивность для быстрого нагрева поверхности образца. Для этого достаточна мощность лазера нагрева в диапазоне от десятков до сотен милливатт. Для считывающего лазерного луча достаточно 1 мВт. Отраженный луч распространяется в том же оптическом волокне, что и падающий. Лучи, отраженные от нагреваемой поверхности образца по методу TR, а также от торца волокна интерферируют так же, как в интерферометре Фабри-Перо (FP), давая комплексный сигнал TR-FP одновременно и по сигналу термоотражения и по сигналу оптоволоконного интерферометра. Локальный нагрев поверхности сопровождается изменением коэффициента отражения и смещением отражающей поверхности за счет температурного расширения материала образца. Оптоволоконный интерферометр является высокочувствительным датчиком смещения отражающей поверхности при изменении фазы отраженного сигнала [9]. Соотношение вкладов в отраженный сигнал за счет изменения свойств поверхности или за счет смещения поверхности отражения может сильно отличаться для различных материалов. Поэтому сигнал FP может дать выигрыш в чувствительности при преимущественно фазовых изменениях сигнала отражения. Комбинация метода терморелефтометрии и интерферометра может дать дополнительную информацию об изменении глубины проникновения излучения в полупроводниковых материалах при термогенерации носителей импульсом нагрева.

В настоящей работе сигнал TR-FP изучался как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота. Экспериментальную ячейку, снабженную подвижными элементами для регулировки положения образца относительно торца волокна, помещали в вакуумируемую трубку. Ячейка закреплялась на медном стержне для захлаживания при погружении в жидкий азот. Фотоприемник регистрирует сигнал оптоволоконного интерферометра Фабри-Перо. В работе [9] показана зависимость регистрируемого сигнала  $F$  от коэффициента отражения  $R$  и величины зазора  $L$ :  $F=2RF_0(1-\cos(4\pi nL/\lambda))$ , где  $F_0$  – интенсивность излучения с длиной волны  $\lambda$  на входе в интерферометр,  $n$  – показатель преломления среды в зазоре интерферометра ( $n=1$  в наших условиях). Сигнал может изменить полярность на разных участках характеристики интерферометра. На рис. 1 показаны сигналы термоотражения от поверхности образца HgSe:Ga (импульс нагрева 5 мкс) при температурах 300К и 80К. При низкой температуре изучаемые релаксационные зависимости искажались предположительно за счет температурного возбуждения греющим импульсом неравновесной концентрации но-

сителей заряда в образце HgSe:Ga [3].

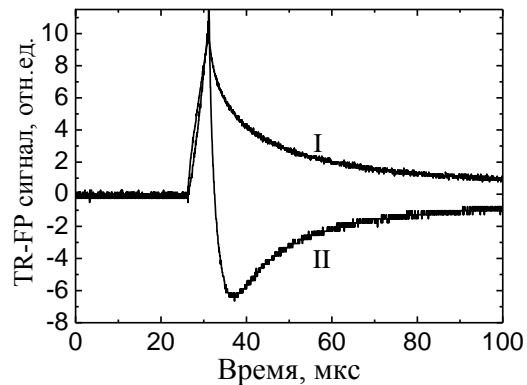


Рис.1. Изменение термооптического сигнала TR-FP от импульса теплового возмущения (5 мкс) на поверхности образца HgSe:Ga при разных температурах 300К (I) и 80К (II).

Работа поддержана Российским научным фондом, проект № 22-29-00789.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **D.U. Kim, C.B. Jeong, J.D. Kim, K.-S. Lee, H. Hur, K.-H. Nam, G.H. Kim and K.S. Chang** Laser Scanning Confocal Thermoreflectance Microscope for the Backside Thermal Imaging of Microelectronic Devices // *Sensors*. 2017. No 17. P.2774.
2. **J. Zhu, X. Wu, D.M. Lattery, W.Zheng, and Xi.Wang** The Ultrafast Laser Pump-Probe Technique for Thermal Characterization of Materials with Micro/nanostructures // *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering*. 2017. No 21. P.177.
3. **A.A. Starostin, V.V. Shangin, A.T. Lonchakov, A.N. Kotov, S.B. Bobin.** Laser Pump Probe Fiber Optic Technique for Characterization of Near Surface Layers of Solids: Development and Application Prospects for Studying Semiconductors and Weyl Semimetals // *Annalen der Physik*. 2020. V.532. No 8. P. 1900586-1900593.
4. **J. A. Johnson, A. A. Maznev, J. Cuffe, J. K. Eliason, A. J. Minnich, T. Kehoe, C. M. S. Torres, G. Chen, and K. A. Nelson.** Direct measurement of room-temperature nondiffusive thermal transport over micron distances in a silicon membrane // *Physical Review Letters*. 2013. V.110. P.025901.
5. **L. Wang, R. Cheaito, J. L. Braun, A. Giri, and P. E. Hopkins.** Thermal conductivity measurements of non-metals via combined time- and frequency-domain thermoreflectance without a metal film transducer // *Review of Scientific Instruments*, 2016. No. 9. P.094902.
6. **J. Yang, E. Ziade, and A. J. Schmidt.** Modeling optical absorption for thermoreflectance measurements. *Journal of Applied Physics*, 2016. V.119. P.095107.
7. **Ashoghi, M., Kurabayashi, K., Kasnavi, R., & Goodson, K. E.** Thermal conduction in doped single-crystal silicon films // *Journal of applied physics*, 2002. No.8. P.5079-5088.
8. **Cahill, D. G.** Analysis of heat flow in layered structures for time-domain thermoreflectance. // *Review of scientific instruments*. 2004. No.12. P.5119-5122
9. **T. Wang, S. Zheng and Z. Yang** A high precision displacement sensor using a low-finesse fiber-optic Fabry-Perot interferometer // *Sensors and Actuators*. 1998. V. 69. P. 134-138.

А.Д. Рожков<sup>1,2</sup>, В.Г. Грибин<sup>1</sup>

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва (1)  
112250, Москва, Красноказарменная, 14  
ОАО «Всероссийский теплотехнический институт», Москва (2)  
115280, Москва, Автозаводская, 14

## ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЕРЕПУСКА ВОЗДУХА И МЕСТА ЕГО ОТБОРА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ И ТЕПЛООБМЕН В КОМПРЕССОРЕ ГАЗОТУРБИНОЙ УСТАНОВКИ

### АННОТАЦИЯ

В данной статье подробно рассмотрению и представлен анализ влияния системы перепуска воздуха на характеристики осевого компрессора газотурбинной установки. В ходе проведенного исследования были сделаны расчёты при наличии отбора перепуска воздуха на выходе из компрессора в разных местах на минимальных и максимальных нагрузках газотурбинной установки. По результатам проведенных расчётов сделаны основные выводы о влиянии перепуска воздуха на характеристики работы компрессора такие как: степень повышения давления, коэффициент полезного действия (КПД) компрессора, температуру воздуха за компрессором.

**Ключевые слова:** газотурбинная установка, осевой компрессор, показатели, теплотехнические характеристики, КПД, перепуск воздуха

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое применение на тепловых электрических станциях (ТЭС) Российской Федерации нашли газотурбинные установки (ГТУ) всех ведущих мировых производителей. Некоторые из этих установок имеют отличительную особенность конструкции, а именно, систему перепуска воздуха с его выхода на всас. Применение перепуска воздуха позволяет сохранить параметры воздуха на выходе из компрессора приемлемыми для низкэмиссионного процесса горения в камере сгорания (КС), а также поддерживать температуру газов на выходе из ГТУ, достаточную для выработки необходимых параметров пара в котле-утилизаторе (КУ), при работе ГТУ в составе парогазовых установок (ПГУ). Кроме того, наличие системы перепуска воздуха способствует более глубокому разгрузению, что является преимуществом таких ГТУ [1].

Несмотря на это, влияние перепуска воздуха на характеристики и теплообмен в компрессоре является неисследованным вопросом. Отсутствуют исследования, позволяющие судить о целесообразности выбора места отбора перепускаемого воздуха по тракту компрессора.

### 2. ПОДГОТОВКА ИСХОДНЫХ ДАННЫХ И ПРОВЕДЕНИЕ РАСЧЁТОВ КОМПРЕССОРА ГТУ

После постановки задачи исследования были отобраны и обработаны режимы работы ГТУ номинальной мощностью 80 МВт с имеющейся системой перепуска воздуха, эксплуатируемой в составе ПГУ на территории РФ. Среди большого массива данных отбирались режимы эксплуатации установки на минимальной, максимальной и промежуточных нагрузках ГТУ, в целях повышения точности описания основных характеристик ГТУ. Именно эти результаты расчётов тепловой схемы на всех нагрузках стали основой для построения модели ГТУ. Модель построена по термогазодинамическим расчётам, описанным в [2].

Изучаемый компрессор ГТУ является осевым и имеет 18 ступеней. При расчёте гидравлические потери в фильтре перед компрессором задавались равными величине, полученной при эксплуатации ГТУ на номинальной нагрузке. Давление на выходе из компрессора задавалось также при условии, что степень повышения давления была ещё неизвестна, по показаниям датчиков давления за последней ступенью компрессора.

При построении модели был проведен расчёт основных геометрических характеристик компрессора и распределение напоров по каждой ступени компрессора. Полученные геометрические и напорные характеристики позволили провести ступенчатый термогазодинамический расчёт. Используемая при расчёте методика является универсальной и применима для всех ГТУ.

При проведении расчёта соблюдались критерии надёжности, например, ограничение по значению приведенной скорости на выходе из сопловой решетки, которое не должно было превышать 0,85 о.е. Угол поворота потока не превышал значения, определяемые по типичным зависимостям из атласов профилей современных лопаток, спроектированных для осевых компрессоров (к примеру, профили NASA).

Особенностью термогазодинамического расчёта является наличие в расчётной схеме контура перепуска воздуха. Для наглядности принципиальная схема компрессора с указанием

точки смешения потоков воздуха приведена на рисунке 1.

Для исследования были проведены расчёты при следующих условиях: 1) камера отбора воздуха на перепуск находится за последней ступенью компрессора, перед КС; 2) камера отбора воздуха на перепуск находится за сопловой решеткой предпоследней ступени компрессора.

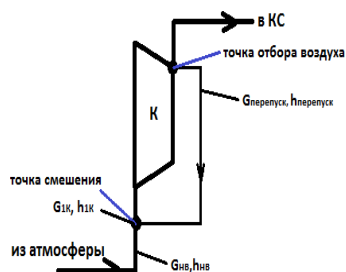


Рисунок 1 – Принципиальная расчётная схема компрессора с указанием контура перепуска воздуха. На нём:  $G_k$  – расход воздуха через компрессор [кг/с],  $G_{из}$  – расход наружного воздуха [кг/с],  $G_{перепуск}$  – расход перепускаемого воздуха [кг/с],  $h_{из}$  – удельная энтальпия наружного воздуха [кДж/кг],  $h_k$  – удельная энтальпия воздуха перед компрессором [кДж/кг],  $h_{перепуск}$  – удельная энтальпия перепускаемого воздуха [кДж/кг].

Значение расхода перепускаемого воздуха зависит от электрической мощности ГТУ и задавалось исходя из опыта эксплуатации ГТУ. Чрезмерное увеличение расхода перепускаемого воздуха невыгодно, так как будет происходить снижение мощности всей установки и повышение удельного расхода топлива, характеристик, являющихся основными при оценке эффективности ГТУ.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

При отборе воздуха из-за последней ступени изоэнтропический КПД компрессора снизился приблизительно на 1%, с 85,6% до 84,5%. При этом КПД каждой ступени снижался также на 1%. Снижение КПД компрессора при повышении температуры воздуха на входе в него подтверждает большим количеством экспериментальных данных и накопленным опытом эксплуатации ГТУ подобного типа. Значительного влияния на степень повышения давления отбор воздуха не произвел. Её значение снизилось на 0,2 о.е с 8,2 о.е. Снижение значения полного давления за сопловой лопаткой последней ступени компрессора составилось всего несколько кПа (приблизительно 2 кПа).

Перенос камеры отбора воздуха от последней ступени компрессора за предпоследнюю приводит к снижению значения полного давления за сопловой лопаткой предпоследней ступени уже на ~5 кПа. Снижение степени повышения давления оказывается значительным и достигает значений в 7,4 о.е.

Вместе с изменением давления снижается и другой важнейший термодинамический параметр – температура воздуха. Это относится, как и к температуре воздуха за последней ступенью, так и

величине нагрева за счёт перепуска. Если при отборе из-за последней ступени величина нагрева приточного в компрессор воздуха составляет 19°C, а при отборе из-за последней ступени снижается до 16°C. Перенос отбора ещё дальше от последней ступени приводит к стремительному снижению температуры нагрева: при отборе за 16-ой ступенью до 13 °С, за 15-ой – 10°C.

Величина нагрева за счёт его перепуска ~20°C является достаточной для избегания режима работы первых ступеней компрессора в зоне обледенения и заиндевания, являющихся одними из самых небезопасных при нормальной эксплуатации компрессора.

Рассматриваемый нагрев воздуха принимает наибольшие значения при эксплуатации ГТУ на минимальных нагрузках. При постепенном нагружении установки и повышении температуры воздуха в диффузоре ГТУ, клапаны перепусков воздуха постепенно прикрываются. При достижении 70-80% от номинальной нагрузки ГТУ клапаны будут практически прикрыты, пропуская уже меньше 0,5% от общего расхода воздуха через компрессор. Недостаточный нагрев при минимальных нагрузках делает бессмысленным применение технологии перепуска воздуха, которая, очевидно, ведёт к некоторому усложнению конструкции ГТУ.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что использование перепуска воздуха сказывается на характеристиках работы компрессора: изоэнтропический и степень КПД снижаются, но незначительно. Значительное снижение КПД и степени повышения давления наблюдались в случае, если камера отбора находилась за одной из промежуточных ступеней, а не за последней. Установка камеры отбора перепускаемого воздуха за последней ступени позволяет нагревать поступающий в компрессор воздух на величину, обеспечивающую его надежную и безопасную работу без ухудшения аэродинамических характеристик компрессора.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ольховский Г.Г.** Тепловые испытания мощных энергетических ГТУ, Издательский дом «Фоллиум», 2015, с 15-30.
2. **Белусов А.Н., Мусаткин Н.Ф., Радько В.М.** Теория и расчёт авиационных лопаточных машин.- Самара: ФГУП «Изд-во «Сам. дом печати», 2003.



## ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ ТЕЧЕНИЯ БЛИЖНЕГО ПЛАЗМЕННОГО СЛЕДА ОТ ПАРЫ ЦИЛИНДРОВ В РАМКАХ ПРОСТОЙ МОДЕЛИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Ближний след от цилиндров представляет теоретический интерес, как пример турбулентного течения с устойчивой, четко выраженной структурой шахматной вихревой дорожки Кармана. Подобные течения в форме множественных вихревых дорожек за группой цилиндров широко распространены в технике, например, в теплообменных аппаратах, химических и ядерных реакторах, и представляют интерес для целей стабилизации режимов, скажем, в устройствах сжигания топлива. В этом множестве течений след от пары цилиндров является базовым-порождающим течением для комплексных следов от группы параллельных цилиндров. Помимо жидкостных и газовых течений, не меньший интерес представляют плазменные следовые течения, которые, как правило, обладают меньшей устойчивостью режимов, чем соответствующие нейтрально-газовые; и их стабилизация является актуальной научно-технической задачей.

### 2. СЛЕД ОТ ЦИЛИНДРОВ

В ближнем следе от пары цилиндров при умеренном их сближении (до расстояния между осями  $L/D \geq 1,5$ ) визуализированы [1] следующие огрубленные глобальные моды течения. Две симметричные моды: в форме двух одинаковых дорожек Кармана с синфазно- и противофазно-синхронизованными осцилляциями; и третья - асимметричная мода в виде двух дорожек Кармана, различающихся по ширине, интенсивности и частоте осцилляций. Мода различающихся дорожек появляется и перемежается с модой синфазно-синхронизованных дорожек только при условии  $L/D \leq 2 - 2,5$ .

Известно, что для «физического» рассмотрения задач удобны простые модели объектов, и для ближнего следа широко используют подобные одномерные модели типа Стюарта-Ландау-Ван дер Поля [2, 3]. Для объяснения нашего эксперимента [4] была предложена соответствующая модель следа от пары цилиндров [5]. Эта модель была построена с использованием теории возмущений на основе известной обособанной модели следа от уединенного цилиндра [6]. В рамках этой модели удалось объяснить полученные экспериментальные данные [4] при расстоянии между осями цилиндров  $L/D \approx 2,2$  [5]. Однако, как известные модели типа [3], так и наша модель [5] не слишком удачно

воспроизводят эксперимент в широком диапазоне изменения параметра  $L/D$ .

Для лучшего соответствия экспериментальным данным модель [5] была модифицирована. Основные свойства усовершенствованной модели обсуждаются в настоящем сообщении. Уравнения этой модифицированной модели следующие:

$$\frac{dx}{dt} - \varepsilon x [1 + \lambda - x - \lambda y^2 - l\sqrt{xy} \cos P] = h_x \quad (1)$$

$$\frac{dy}{dt} - \varepsilon y [1 + \lambda - y - \lambda x^2 - l\sqrt{xy} \cos P] = h_y \quad (2)$$

$$\frac{dP}{dt} + 2\Delta(x - y) + \varepsilon l\sqrt{xy} \sin P = h_p \quad (3)$$

В уравнениях (1-3) зависимая переменная  $x$  - это интенсивность осцилляций поперечной составляющей скорости течения в характерной точке дорожки Кармана за первым цилиндром;  $y$  - интенсивность осцилляций в точке другой дорожки (за вторым цилиндром). Величина  $P$  - разность фаз осцилляций в двух дорожках Кармана. Правая часть уравнений - источник стохастизации турбулентного течения, типа сил П. Ланжевена. Модель содержит четыре действительных параметра, а именно:  $\varepsilon > 0$ ,  $\Delta < 0$ ,  $\lambda > 0$ , и  $l$ .

Глобальные моды следа находятся как линейно-устойчивые точки покоя и квазипериодические решения системы однородных уравнений, то есть при значениях правых частей  $h_i = 0$ . Это:

- 1)  $S_0$  симметричная мода в форме колебаний двух синфазно-синхронизованных осцилляторов;
- 2)  $S_\pi$  симметричная мода в виде колебаний противофазно-синхронизованных осцилляторов;
- 3)  $AS_{01}$  асимметричная мода в форме одного возбужденного осциллятора при полном подавлении колебаний второго осциллятора;
- 4)  $AS_\Omega$  асимметричная мода в виде колебаний двух осцилляторов с различающимися интенсивностями и различающимися частотами;
- 5) асимметричная мода  $AS_{xy}$  в форме осцилляторов, синхронно колеблющихся, но имеющих различную интенсивность.

Эти моды реализуются в различных областях параметрического пространства модели. Области существования мод проиллюстрированы на рис.1

для случая  $-2\Delta/\varepsilon = 1$ . Отмечаем, что в рамках модели удается воспроизвести все три глобальные моды следа, наблюдаемые в эксперименте [1] (и упомянутые в начале раздела), посредством расчетных мод  $S_0$ ,  $S_\pi$  и  $AS_\Omega$ , соответственно. Также наличествует режим перемежаемости между двухчастотной модой  $AS_\Omega$  и модой синфазной синхронизации дорожек Кармана  $S_0$  (или модой противофазной синхронизации дорожек  $S_\pi$  при другом выборе параметра  $l$ ).

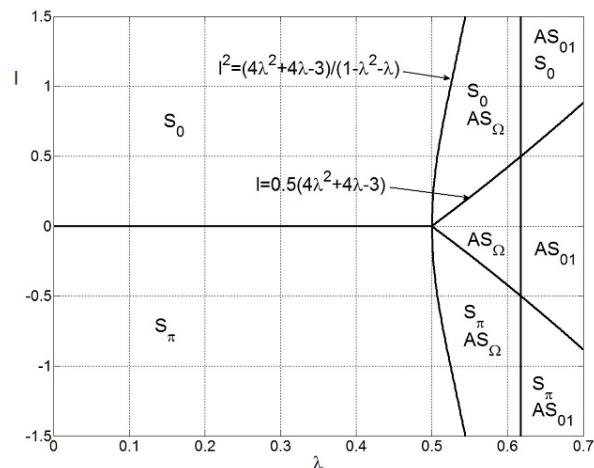


Рис. 1. Карта областей существования глобальных мод следа на плоскости параметров модели  $\lambda$  и  $l$ . На каждом сегменте плоскости нанесены обозначения мод, реализующихся в пределах данного сегмента; приведены формулы граничных кривых.

Расчетная мода полного подавления одной из дорожек  $AS_{01}$  не наблюдается в эксперименте; для ее исключения область изменения третьего параметра модели следует ограничить

$$0 < \lambda < 0.5(\sqrt{5} - 1) \quad (4)$$

В то же время, моду  $AS_{xy}$  не исключаем из рассмотрения; возможно, она наблюдается в эксперименте, но плохо отличима от мод  $S_0$  и  $S_\pi$ . В рамках модели она обретает устойчивость только при малых значениях параметра  $-2\Delta/\varepsilon \leq 0,25$ .

Наряду с удачным моделированием визуализированных режимов комплексного следа, в рамках модели удается получить близкое к эксперименту распределение частот осцилляций по модам, в зависимости от параметра  $\lambda$ , характеризующего интенсивность взаимодействия между парциальными дорожками Кармана (то есть, от расстояния между осями цилиндров).

### 3. УПРАВЛЕНИЕ СЛЕДОМ ПОСРЕДСТВОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

Электрический разряд, помимо других каналов воздействия, влияет на течение посредством

тепловыделения. Прогрев плазмы сопровождается уменьшением числа Рейнольдса течения и ростом толщины пограничного слоя на обтекаемых цилиндрах. Как показывает опыт, если цилиндры расположены достаточно близко  $L/D \approx 2-2,5$ , то сравнительно малая вариация толщины пограничного слоя на них (например, за счет изменения числа Рейнольдса) существенно влияет на гидродинамический режим течения: возможна перестройка с одной глобальной моды течения на другую [1]. В рамках разрабатываемой простой модели прогрев плазмы характеризуется вариацией параметров модели, прежде всего, ростом параметра  $\lambda$ , характеризующего интенсивность взаимодействия между областями формирования парциальных дорожек Кармана вблизи цилиндров. Именно этот процесс наблюдался в эксперименте [4] и интерпретирован [5] как закономерная перестройка течения при достижении параметром  $\lambda$  бифуркационной границы.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Усовершенствована модель ближнего следа от пары цилиндров в форме нелинейно-взаимодействующих дорожек Кармана – осцилляторов Стюарта-Ландау. В ее рамках удалось объяснить эффект перестройки следа от пары цилиндров (удаленных на расстояние  $L/D = 2,2$ ) под влиянием тлеющего разряда; а также смену режимов и вариацию частот осцилляций скорости комплексного следа в сравнительно широком диапазоне изменения расстояния между цилиндрами  $L/D > 1,5$  для нейтральных флюидов. С учетом полученных результатов можно надеяться, что максимально простая модель будет полезна для «физического» моделирования комплексных перемежающихся следов от цилиндрических тел (режимов бифуркации течения).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sumner D. Two circular cylinders in cross flow: A review // Journal of Fluids and Structures, 2010. V. 26. P. 849–899.
2. Ланда П.С. Нелинейные колебания и волны. М.: Либроком, 2010. 552 с.
3. Peschard I., Le Gal P. Coupler wakes of cylinders // Physical Review Letters, 1996. V. 77. No 15. P. 3122–3125.
4. Гембаржевский Г.В. Электроразрядный эффект в плазменном течении следа: перераспределение энергии пульсаций в область низких частот // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 5. С. 95–102.
5. Гембаржевский Г.В., Осипенко К.Ю. Интерпретация и механизм перестройки течения ближнего следа под действием тлеющего разряда // Изв. РАН. МЖГ. 2022. № 1. С. 14–31.
6. Sipp D., Lebedev A. Global stability of base and mean flows: a general approach and its applications to cylinder and open cavity flows // J. Fluid Mechanics, 2007. V. 593. P. 333–358.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОДУГОВОГО ПОДОГРЕВАТЕЛЯ И СОПЛА ГИПЕРЗВУКОВОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Создание новых образцов ракетно-космической техники требует расширения возможностей теплового эксперимента в гиперзвуковых установках. Известно, что при работе аэродинамических труб (АДТ) на числа  $M > 4$ , требуется подогревать воздух перед подачей его в сопло и рабочую часть. При гиперзвуковых скоростях потребная температура потока возрастает многократно. Поэтому перевод основного оборудования на более высокие режимы эксплуатации коснется, прежде всего, подогревателей воздуха (плазматронов). Так, например, вывод одного из электродуговых подогревателей на максимальный режим работы, предполагающий увеличение электрической мощности на 50 % от основного (эксплуатируемого в настоящее время), требовал дополнительных исследований возможностей охлаждения центрального и внешнего электродов, а также самого теплонагруженного элемента тракта – сопла, особенно его критического сечения.

Поэтому целью настоящей работы являлось исследование эффективности охлаждения электродугового подогревателя и сопла, гиперзвуковой аэродинамической трубы ЦАГИ на основе численных расчетов течения и теплообмена в газовом тракте.

### 2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В ГАЗОВОМ ТРАКТЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ

#### 2.1. Постановка задачи

Увеличение электрической мощности подогревателя дает возможность повысить параметры торможения в форкамере сопла от значений:  $p_0=10$  ат;  $T_0=4600$  К до  $p_0=12$  ат;  $T_0=5000$  К. Следовательно, расчетным путем требовалось установить: какая часть от электрической мощности составляет тепловая мощность газового потока и какова плотность теплового потока к стенкам подогревателя и сопла.

Задача решалась в двумерной осесимметричной постановке в соответствии с заданной геометрией внутреннего электрода. При этом использовалась структурированная расчетная сетка газового тракта аэродинамической трубы (~1,5 млн. ячеек). С помощью пакета программ ANSYS FLUENT моделировалось течение реального воздуха, представляющего собой пятикомпонентную смесь газов:  $O_2$ ;  $N_2$ ;  $O$ ;  $N$ ;  $NO$  [1]. Расчет проводился в условиях

объемного подвода тепловой мощности в зону электрической дуги при достижении указанных параметров испытаний в форкамере. На входе в расчетную область были заданы массовые доли кислорода и азота:  $g(O_2) = 0,23$ ;  $g(N_2) = 0,77$ .

Стенки рабочего тракта моделировались как каталитические, температура которых составляет  $T_w = 300$  К.

Граничные условия на выходе из расчетной области (уровень давления  $p_{\text{вых}}$ ) подбирались с учетом возможности эжекторов и реализации стационарного режима течения в рабочей части и диффузоре.

#### 2.2. Результаты расчета

В результате расчета течения и теплообмена в тракте гиперзвуковой аэродинамической трубы были получены поля основных газодинамических параметров, а также распределение плотности теплового потока к стенкам подогревателя и сопла.

Максимальное значение плотности теплового потока наблюдается в области электрической дуги и критического сечения сопла:  $q_{w\text{max}} = 1387,9$  Вт/см<sup>2</sup> (режим:  $p_0=10$  ат;  $T_0=4600$  К) и  $q_{w\text{max}} = 1641,8$  Вт/см<sup>2</sup> (режим:  $p_0=12$  ат;  $T_0=5000$  К).

Получено, что ~63 % электрической мощности подогревателя преобразуется в тепловую мощность газового потока. Сравнение двух режимов работы аэродинамической трубы показали, что переход к максимальным параметрам эксплуатации повысит массовый расход газа на 15 %, плотность теплового потока к стенкам в пиковых областях – до 18 %, потребную тепловую мощность – на 26 %.

При этом поверхностная тепловая мощность, выделяемая на электродах подогревателя, согласно предварительным оценкам, увеличится примерно в 2 раза.

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОДОВ ПОДОГРЕВАТЕЛЯ И СОПЛА

#### 3.1. Постановка задачи

Первоначальные расчеты проводились в двумерной осесимметричной постановке. Затем были проведены трехмерные «чистовые» расчеты отсека охлаждения сопла. При этом использовался подход сопряженного решения задач гидродинамики жидкости и теплопроводности в твердом теле. На границе раздела сред выполнялись условия непрерывности температуры и теплового потока.

Твердотельная конструкция выполнена из меди (стенка газового тракта и внешнего электрода), стали (внешняя стенка системы охлаждения) и стеклотекстолита (стенка, изолирующая катушку).

Твердотельная конструкция центрального электрода также выполнена из меди и стали.

На стенках со стороны газового тракта задавалось распределение плотности теплового потока  $q_w$ , полученного в результате решения газодинамической задачи. В зоне электрической дуги также задавалась поверхностная тепловая мощность, соответствующая максимальным оценкам (без учета потерь):  $Q_w \approx 0,090$  МВт (режим:  $M=7$ ;  $p_0=10$  ат;  $T_0=4600$  К) и  $Q_w \approx 0,196$  МВт (режим:  $M=7$ ;  $p_0=12$  ат;  $T_0=5000$  К).

На внешних поверхностях – коэффициент теплоотдачи  $\alpha=10$  Вт/см<sup>2</sup>, характерный для естественной конвекции и температура воздуха вдали от стенки  $T=300$  К= $27^\circ$ С.

По предварительным оценкам расход воды в системе охлаждения внешнего электрода составляет  $G_{water1}=8$  кг/с, а центрального электрода –  $G_{water2}=2,8$  кг/с, что соответствует перепаду давлений на входе и выходе  $\Delta p \approx 7$  ат.

### 3.2. Результаты расчета системы охлаждения внешнего электрода

Полученные результаты показывают, что в охлаждающем тракте образуются многочисленные застойные области и зоны отрыва (рис. 1, 2). Максимальные температуры твердотельной конструкции для режима:  $p_0=10$  ат;  $T_0=4600$  К –  $T_{max}=634,3$  К= $361,3^\circ$ С (критическое сечение сопла); для режима:  $p_0=12$  ат;  $T_0=5000$  К –  $T_{max}=830,5$  К= $557,5^\circ$ С (зона электрической дуги). В области критического сечения сопла и зоне электрической дуги наблюдается пристеночное кипение воды. Кипение в объеме отсутствует.

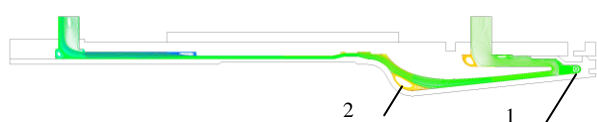


Рис. 1. Линии тока: застойная область с двумя зонами рециркуляции – 1; отрыв потока от стенки вблизи критического сечения сопла – 2

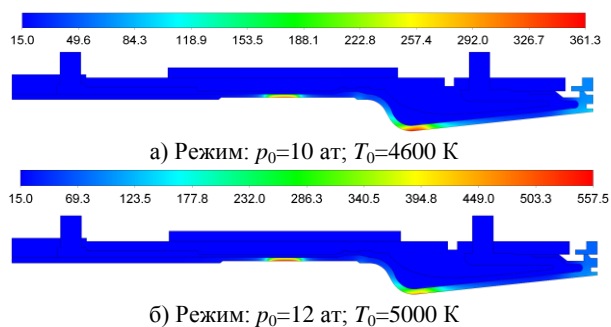


Рис. 2. Температурное поле (твердотельная конструкция+охладитель),  $^\circ$ С

По результатам расчета были даны рекомендации по изменению геометрии охлаждающего тракта. Рассматривалось сужение проходного сечения для

воды в области критического сечения сопла и вблизи кромки расширяющейся части сопла, где образуется застойная зона. Расчетным путем показано, что изменение геометрии охлаждающего тракта и увеличение массового расхода охладителя в 2 раза приведет к полному исключению кипения воды при эксплуатации АДТ на максимальном режиме:  $p_0=12$  ат;  $T_0=5000$  К.

### 3.3. Результаты расчета системы охлаждения центрального электрода

На рис. 4, 5 представлены основные результаты, полученные для существующей и новой (рекомендуемой) геометрии центрального электрода. Рассматривался максимальный режим эксплуатации АДТ:  $p_0=12$  ат;  $T_0=5000$  К.

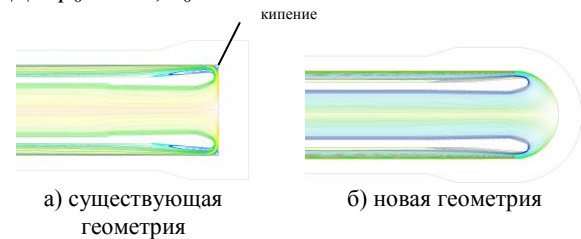


Рис. 4. Линии тока

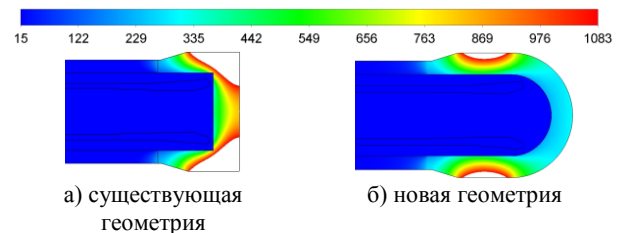


Рис. 5. Температурное поле (твердотельная конструкция+охладитель),  $^\circ$ С

При сохранении существующей геометрии медного электрода будет хватать только на один пуск АДТ. Следовательно, изменение формы лобовой стенки на полукруглую приведет к незначительному повреждению электрода, а увеличение расхода воды в 2 раза (от существующего значения) способно практически полностью исключить его плавление.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты численного моделирования показали, что эффективность системы охлаждения электродугового подогревателя и сопла зависят не только от увеличения расхода охладителя, а также от геометрии водяного тракта и центрального электрода. Результаты расчетов в настоящее время используются как научно-техническое сопровождение работ по модернизации гиперзвуковых АДТ ЦАГИ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Roop N. Gupta R., Yos J., Thompson R.** A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for the 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 K // NASA Technical Memorandum 101528, 1989.

А.Н. Астапов<sup>1</sup>, Б.Е. Жестков<sup>2</sup>, А.С. Ртищева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)  
Москва, 125993, Волоколамское шоссе, 4

<sup>2</sup>Центральный аэрогидродинамический институт,  
Жуковский, 140180, Жуковского, 1

## РАСЧЕТНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВНЕШНЕГО ОБТЕКАНИЯ И НЕСТАЦИОНАРНОГО НАГРЕВА ЦИЛИНДРА С ЭРОЗИОННОСТОЙКИМ СТЕКЛОКЕРАМИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Важной составляющей исследований аэротермодинамики гиперзвуковых летательных аппаратов являются тепловые испытания в аэродинамических трубах (АДТ). В ходе теплового эксперимента регистрируется изменение температуры (в пространстве или во времени) на исследуемом теле, а затем при помощи математической модели, описывающей процесс теплопроводности внутри тела, определяется плотность теплового потока к поверхности, соответствующая измеренным температурам.

Расширение возможностей теплового эксперимента идет по пути широкого применения панорамных методов определения температуры поверхности исследуемого тела, увеличения времени проведения испытаний, использования металлических тел в качестве испытываемых образцов и моделей. Все это требует применения покрытий с высоким значением степени черноты, которые также могли бы предотвратить эрозию поверхности модели и тем самым снизить погрешность в измерении температуры.

Таким образом, целью настоящей работы явилось исследование возможности применения нового эрозионностойкого стеклокерамического покрытия в тепловом эксперименте, проводимом в АДТ ЦАГИ.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭРОЗИОННОСТОЙКОГО СТЕКЛОКЕРАМИЧЕСКОГО ПОКРЫТИЯ

#### 2.1. Описание эрозионностойкого стеклокерамического покрытия

Эрозионностойкое стеклокерамическое покрытие со степенью черноты  $\epsilon = 0,85$  разработано доцентом МАИ А.Н. Астаповым. Основные теплофизические свойства этого покрытия получены в пределах температур  $T = 300-573$  К. Коэффициент теплопроводности материала покрытия в рассматриваемом интервале температур меняется слабо:  $\lambda = 1,21 \pm 0,01$  Вт/(м·К). Для определения возможностей проведения теплового эксперимента с данным покрытием, возникла необходимость исследования его теплофизических свойств при более высоких температурах.

#### 2.2. Результаты экспериментальных исследований эрозионностойкого стеклокерамического покрытия

Испытания проводились в установке ВАТ-104 ЦАГИ на режимах:  $p_0 = 4668$  Па,  $T_0 = 6000-6500$  К. Модель представляла собой стальной цилиндр, на лобовую поверхность которого наносилось эрозионностойкое стеклокерамическое покрытие (см. рис. 1).



Рис. 1. Цилиндр со стеклокерамическим покрытием после проведения тепловых испытаний

Цилиндр устанавливался в защитном кожухе из графита и теплоизолятора. На его боковой поверхности располагались три термопары типа Х-А.

В результате эксперимента, длительность которого составила  $\Delta t \approx 200$  с, получены распределения температуры поверхности цилиндра (с помощью пирометра) и кривые, характеризующие показания термопар (рис. 2 и 3).

Температура поверхности цилиндра составила  $T_w \approx 1000-1200$  К, а скорость изменения температуры в точках установки термопар –  $\Delta T/\Delta t \approx 1,2-1,4$  К/с.

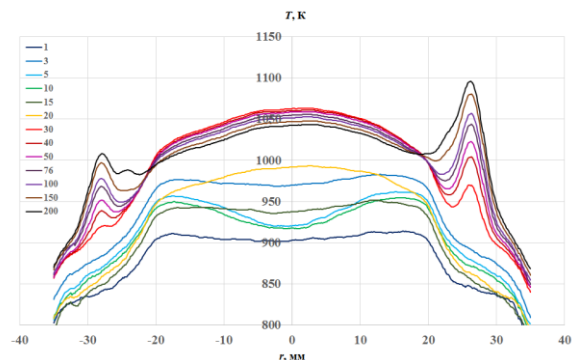


Рис. 2. Изменение распределения температуры поверхности цилиндра в ходе эксперимента ( $d$  – диаметр)

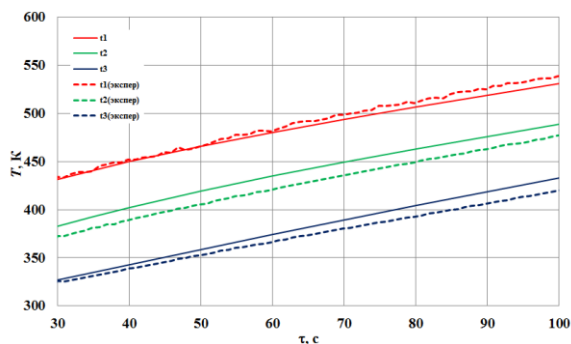


Рис. 3. Сравнение температурных кривых, полученных расчетным путем (при  $\lambda = 3,6 \cdot 10^{-2}$  Вт/(м·К) стекло-керамического покрытия) и экспериментальных показателей термопар

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНЕШНЕГО ОБТЕКАНИЯ И НЕСТАЦИОНАРНОГО НАГРЕВА ЦИЛИНДРА С ЭРОЗИОННОСТОЙКИМ СТЕКЛОКЕРАМИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ

#### 3.1. Постановка задачи

Отдельно решались задачи внешнего обтекания и нестационарного нагрева цилиндра. С помощью пакета программ ANSYS FLUENT моделировалось ламинарное течение смеси химически реагирующих газов:  $O_2$ ;  $N_2$ ;  $O$ ;  $N$ ;  $NO$  [1, 2]. На входе в расчетную область задавались параметры, реализованные в эксперименте. На выходе – уровень давления  $p_{\text{вых}}$ , который подбирался с учетом реализации стационарного режима течения в рабочей части. На поверхности цилиндра моделировалось условие радиационного теплообмена, при этом стенка рассматривалась как каталитическая. Для решения задачи нестационарного нагрева цилиндра задавались условия конвективного и радиационного теплообмена на его поверхности. При этом распределение значения коэффициента теплоотдачи получено в ходе моделирования внешнего обтекания. Обе задачи решались в двумерной осесимметричной постановке. Использовались структурированные расчетные сетки (~ 1 млн. ячеек).

#### 3.2. Результаты численного моделирования

В результате расчета внешнего обтекания цилиндра были получены поля основных газодинамических параметров, а также распределения плотности теплового потока и температуры на его поверхности (рис. 4). Далее выполнялись расчеты нестационарного нагрева цилиндра с различными значениями коэффициента теплопроводности стекло-керамического покрытия, целью которого было нахождение такого значения, которое удовлетворяло бы данным теплового эксперимента.

Получено значение  $\lambda = 3,6 \cdot 10^{-2}$  Вт/(м·К).

На рис. 3 представлены в сравнении расчетные и экспериментальные данные изменения температуры в точках установки термопар, а на рис. 5 – распределения температуры поверхности цилиндра в разные моменты времени. При этом максималь-

ное значение плотности теплового потока к поверхности цилиндра в начале эксперимента составило:  $q_{w\text{max}} \approx 27,9$  Вт/см<sup>2</sup>. В момент времени  $\tau = 1$  с –  $q_w \approx 21,3$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 30$  с –  $q_w \approx 18,8$  Вт/см<sup>2</sup>.

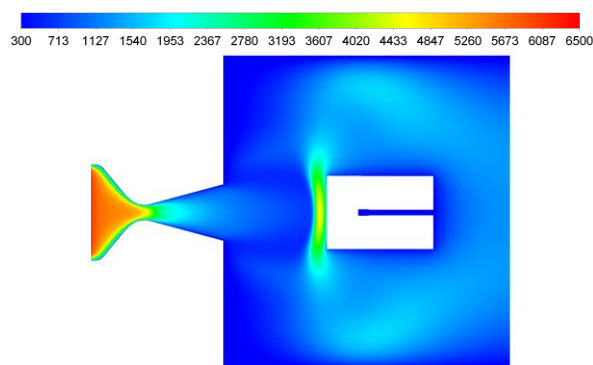


Рис. 4. Поле значений статической температуры  $T$ , К

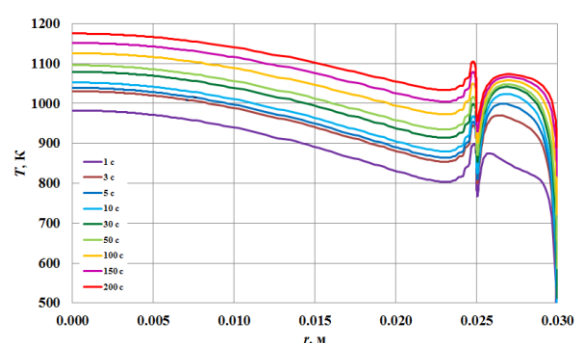


Рис. 5. Распределения температуры поверхности цилиндра в разные моменты времени ( $r$  – радиус)

Таким образом, выявленное снижение значения коэффициента теплопроводности накладывает ограничения на его использование в тепловом эксперименте, в случае если температура поверхности модели превышает значение  $T_w = 600$  К.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты исследования эрозионностойкого стеклокерамического покрытия показывают возможность его применения в тепловом эксперименте при температурах поверхности модели  $T_w = 300$ -573 К. В рассматриваемом диапазоне температур коэффициент теплопроводности материала  $\lambda = 1,21$  Вт/(м·К). Апробирование покрытия ведется в тепловых испытаниях на металлических моделях в таких установках ЦАГИ, как АДТ Т-117, длительность которых может составлять  $\Delta t \approx 20$ -30 с в зависимости от выбранного режима.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Roop N. Gupta R., Yos J., Thompson R.** A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for the 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 K // NASA Technical Memorandum 101528, 1989.
2. **McBride B, Gordon S., Reno M.** Coefficients for calculating thermodynamic and transport properties of individual species // NASA Technical Memorandum 4513, 1993

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет ИТМО,  
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр, 49

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (СПбПУ),  
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул, 29

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА В КОНТЕКСТЕ НОВОЙ ПАРАДИГМЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрены энергоэкологические ориентиры мировой экономики, индустрии холода и низкотемпературной энергетики, соответствующие стратегическим инициативам климатического саммита (2015 г. Париж) и Кигалийской поправке 2016 г. К Монреальскому протоколу.

Доминирующими условиями устойчивого развития энергетического сектора на долгосрочную перспективу признаны вопросы изменения климата, проблемы антропогенных выбросов парниковых газов, обсуждается трансформация тенденций развития глобальной энергетики, их полезность и роль в геополитике, экономике, в социальном прогрессе, показана взаимосвязь аспектов энергетической безопасности, проблем энергоносителей, изменений энергетической формулы в новой реальности парадигмы энергетического перехода.

### 2.

В 1970 г. прошел первый геофизический год Земли. В эти же годы советские академики Александров А.П. и Будыко М.И. высказали предположение, что антропогенные выбросы диоксида углерода могут вызвать климатические изменения на планете. По итогам первого геофизического года появились сообщения о присутствии на высоте 40-45 км от поверхности земли следов хладагента R11 (CCl<sub>3</sub>F). Через несколько лет ученые-химики из Беркли (США) обратили внимание на опасность разрушения озонового слоя Земли хладагентом R11. В 80-х годах были опубликованы результаты наблюдений за озоновым слоем на английской полярной станции Халли-Бей вблизи южного полюса в течение 15 лет. За этот период концентрация озона снизилась более чем на 30 %. На конгрессе в Вене по защите озонового слоя было рекомендовано принять самые неотложные меры по сохранению нашей планеты от пагубного ультрафиолетового излучения. И в сентябре 1987 г. под эгидой ООН был принят протокол по запрету хладагентов, содержащих хлор и бром. С 01.01.1996 г. запрещено, например, производство популярного хладагента R12 (CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub>), а с 01.01.2021 г. – не менее популярного R22 (CHClF<sub>2</sub>).

Пристальное внимание к хладагентам проявилось в большем масштабе в Киотском протоколе 1997 г. Все галопроизводные, в том числе шестифтористая сера и метан, были признаны виновниками глобального потепления. Потенциал глобального потепления каждого из этих соединений может в тысячи, десятки тысяч раз превышать потенциал диоксида углерода. Это коснулось озонобезопасных соединений, которые не разрушали озоновый слой, таких как R134a, R125, R32, R143a и других, очень распространенных рабочих веществ. К тридцатым годам XXI века они исчезнут в индустрии холода, их место займут природные хладагенты и галоолефины [1].

История холодильных агентов привела к появлению понятий потенциалов разрушения озонового слоя и глобального потепления. Каждая низкотемпературная система теперь по системе ИСО в ходе проектирования должна быть оценена величиной выбросов парниковых газов за все время ее существования. Учитываются все выбросы, имевшие место при производстве компонентов этой установки, включая и хладагенты, утечки хладагентов за время ее работы и выбросы парниковых газов при производстве электроэнергии, потребленной самой низкотемпературной системой за весь жизненный цикл ее существования. Техника низких температур производит по данным на 2021 г. 7,9 % мирового выброса парниковых газов, оцениваемых в 39 млрд тонн диоксида углерода.

В технике низких температур примерно половина и даже более этих выбросов связано с производством электроэнергии

$$M = \alpha B,$$

где  $M$  – производство электроэнергии, кВт·ч;  $\alpha$  – масса парниковых газов при производстве 1 кВт·ч;  $B$  – число часов работы низкотемпературной системы за весь жизненный цикл. Величина  $\alpha$  меняется от 0,5 до 1,3 кг CO<sub>2</sub>/кВт·ч в зависимости от сжигаемого топлива. Максимальная величина  $\alpha$  при сжигании бурых углей, минимальная – при сжигании газообразных углеводородов.

Предлагаемый сегодня выход – производство энергии за счет возобновляемых источников – солнце, ветер, вода (кроме крупных ГЭС), геотермальные источники и биотопливо.

Речь идет о климатической нейтральности, обнуление парниковых выбросов. США и ЕС планируют реализовать эту цель к 2050 г., КНР – к 2060 г. И что же будет с традиционными энергоресурсами?

Сегодня доля ВИЭ (возобновляемые источники энергии) в общем балансе мирового энергопотребления невелика, ~ 7–9 %. Сейчас энергосектор дает 60–70 % выбросов диоксида углерода, но лишь 20 % мировой системы сегодня электрифицирована.

Доля ВИЭ в производстве электроэнергии в Российской Федерации составляет сегодня менее 1 %. К 2040 г. Россия увеличит долю ВИЭ в 10 раз за счет угля. Его потребление снизится с 15 до 7 %. Началось строительство Кольской ВЭС (ветровая электростанция). На Ставрополье мощность ветров достигает 1,2 ГВт. Росатом ввел в эксплуатацию крупнейшую в РФ Кочубеевскую электростанцию. Газпромбанк выделяет ВетроОГК 40 млрд рублей на строительство ветроэлектростанции. До 2035 г. планируется вложить в развитие ВИЭ еще более 1 трлн рублей. Доля ВИЭ в общем балансе мирового энергопотребления пока невелика (7–9 %.), но она будет необратимо расти. Строят приливные турбины (Франция, Канада, Юго-Восточная Азия, Южная Америка). Ветровые турбины монтируют в море (Франция).

Естественный вопрос: что же будет с традиционными энергоресурсами? Каковы перспективы нефти, нефтехимии, природного газа? Любое решение рождает проблемы. В Российской Федерации много углеводородов, но их много и в Саудовской Аравии.

Наступающий энергетический переход: новая парадигма. Существенная трансформация рынка топлива связана с развитием решений на основе водорода. Чистый водород – одно из наиболее прорывных решений, т. к. водород не только источник энергии, но и способ ее хранения. Япония заявила о намерении перехода к водородной экономике при отходе от углеводородного топлива.

Производство водорода – традиционный, через уголь, но огромны выбросы, более чисто – природный газ и электролиз с использованием ВИЭ – экономически нейтральный способ. Еще более важно – формирование спроса на водород.

Кто главный потребитель водорода: транспорт, промышленность или строительство?

К 2030 г. в Японии будет 800 тыс. машин с H<sub>2</sub>-двигателем, никаких природных газов. Но нет месторождений водорода. При электролизе воды затраты энергии много больше, чем мы сможем получить, утилизировав водород. Много способов производства водорода, но в основе необходимо оторвать водород от углерода и кислорода. Более половины водорода в мире производят методом паровой конверсии, а метан – самый дешевый и доступный способ.

Второй способ – электролиз. Но нужна энергия. Водород очень летуч и как топливо будет еще долго соседом с традиционными углеводородами

и литий-ионными аккумуляторами (в электромобилях). Проблемы безопасности может решить твердый водород, например, боран аммиака с 20-процентным содержанием водорода. 1 г гранулы водорода отдает 1 л газообразного H<sub>2</sub>. Более дальняя перспектива – ВИЭ. Здесь № 1 – солнце, а также геотермальная и ядерная энергетика. В РФ взрывы природного газа – частые, а водород – это уже бомба. В России Газпром и Росатом в 2024 г. пускают водородные установки, в том числе, на АЭС.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как использовать энергию и как будет лучше для всех? В октябре 2022 г. в Санкт-Петербурге пройдет Международный энергетический конгресс, где вопросы ВИЭ будут центральными. Нефть сегодня определяет мировую политику. Пора также вспомнить о добыче редкоземельных металлов, литья, например, для батареек. Перспектива нефти: плавное сокращение и нефтехимия. Аналогичная ситуация с природным газом. Задача: надо адаптироваться к новой реальности!

По мнению академиков РАН Алексеев С.В. и Клименко В.В., глобальное потепление, даже если отказаться от органического топлива – не остановится! Не нужно масштабных резких изменений в структуре энергетике. Это просто крах для всей экономики. Перспектива энергетике РФ – органическое топливо и парогазовые технологии и глубокая переработка угля [2, 3].

Еврорынок для нас не единственный: Китай не собирается отказываться от углеводородов. В ЕС только большая семерка перейдет на активное применение ВИЭ. Вспомним зиму 2021 г.: энергокризис в Европе из-за проблем с ВИЭ, в Китае уже не хватает электроэнергии на освещение квартир. Применение энергетической формулы скажется на отношении стран. В ЕС Россию представляют как противника ВЭИ. Геополитика и энергополитика – это уже не нефть и газ. Любое решение рождает проблемы. Достаточно ли у нас доверия к соседям? Мы живем в эпоху низкого доверия.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Coulomb. D.** World tendencies and priorities in development of low-temperature engineering// Вестник Международной академии холода. – 2012. – № 4. – С. 3-7
2. **Радченко Р.В., Мокрушин А.С., Тюльпа В.В.** Водород в энергетике. – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2014. – 229 с.
3. **COP 22:** The role of refrigeration in the combat against climate change// Int. J. Refrigeration. – 2017. – Vol. 74. – P. 1-10.



*В.П. Монастырский<sup>1</sup>, Ю.П. Ивочкин<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Московский политехнический университет,  
107023, Москва, Большая Семеновская, 38

<sup>2</sup>Объединенный институт высоких температур РАН,  
125412, Москва, Ижорская 13, корп. 2

## **ЭКВИВАЛЕНТНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ОПОРНОГО НАПОЛНИТЕЛЯ ИЗ ПОЛЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ ШАРОВ**

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Для изготовления литых заготовок для деталей ответственного назначения широко применяется метод литья в горячие керамические формы. Формы устанавливаются в опоку и засыпаются опорным наполнителем, который фиксирует форму в нужном положении и обеспечивает ее сохранность при движении по автоматизированной линии. Температура нагрева керамической формы является важным технологическим параметром, влияющим на качество получаемых отливок.

В производственных условиях контролируют время нагрева опоки и температуру в печи. Предполагается, что за время нахождения в печи форма равномерно прогревается до температуры, близкой к температуре печи.

Скорость нагрева и конечное распределение температуры формы существенно зависит от материала и фракционного состава опорного наполнителя. Однако, выбор опорного наполнителя обычно определяется экономическими соображениями.

В современном литейном производстве вопросы освоения новых отливок, повышения выхода годного продукта, снижения трудоемкости и материальных затрат решаются с применением программных комплексов, предназначенных для моделирования литейных процессов.

Адекватность результатов моделирования во многом зависит от выбора теплофизических свойств используемых материалов. Термодинамические базы данных позволяют рассчитать свойства литейных сплавов по их химическому составу. Сопутствующие материалы, такие как керамические формы и теплоизоляция, изготавливаются по известной технологии. Эти материалы сертифицированы, их теплофизические свойства стабильны, хорошо изучены и имеются в справочниках.

Напротив, опорный наполнитель, может быть уникальным материалом, применяемым только на данном производстве. Он может иметь сложный фракционный состав, состоять из частиц нескольких материалов. Перенос тепла внутри опорного наполнителя осуществляется теплопроводностью по частицам материала и по воздуху, находящемуся между частицами, а также тепловой радиацией.

При моделировании опорный наполнитель представляется как сплошная среда [1].

Существуют различные возможности определения эквивалентного коэффициента теплопроводности опорного наполнителя. Среди них эксперимен-

тальное определение, расчет по различным моделям в рамках теории обобщенной проводимости [2], решение обратной задачи теплопроводности. На практике часто используют метод подбора расчетным путем с привлечением данных термометрирования технологического процесса.

При получении крупногабаритных отливок в качестве опорного наполнителя могут использовать керамические шары диаметром до 35 мм. Такая засыпка представляет собой квазирегулярную структуру плотноупакованных тел одинаковой формы.

Экспериментальное определение эквивалентного коэффициента теплопроводности для такого опорного наполнителя сопряжено с серьезными трудностями, вытекающими из размеров керамических шаров.

Для крупной засыпки теоретически возможно создание конечно-элементной модели для прямого моделирования нагрева с учетом переноса тепла радиацией и теплопроводностью. Однако, на практике, такие модели очень велики и требуют серьезных вычислительных мощностей. Представление опорного наполнителя как сплошной среды с эквивалентными теплофизическими характеристиками существенно упрощает процесс моделирования литейной технологии и сокращает время счета.

Настоящая работа посвящена методике определения эквивалентного коэффициента теплопроводности наполнителя из плотноупакованных полых шаров, основанной на вычислительном эксперименте.

### **2. МЕТОДИКА ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА**

На рис.1 показана 3D-модель расчетной области. Опорный наполнитель в виде плотно упакованных керамических шаров 4 диаметром 35мм помещен цилиндрическую трубу 1 из теплоизоляции. Торцы трубы закрыты медными пластинами 2 и 3. Степень черноты пластин и керамических шаров была задана равной 0,5, степень черноты внутренней поверхности теплоизоляции равна 0,05. Была проведена серия расчетов для различной начальной температуры в интервале 50 – 1500С. На внешних поверхностях пластин 2 и 3 были заданы граничные условия 1 рода: на одной пластине задавалась постоянная температура  $t_2$ , равная исходной, на другой пластине –  $t_3 = t_2 + 50$ . После выхода на

стационарный режим определялась температура  $t'_2$  и  $t'_3$  на внутренней поверхности пластин 2 и 3.

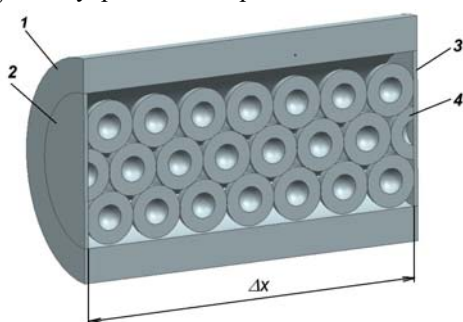


Рис.1. 3D-модель для расчета радиационного теплопереноса в опорном наполнителе с плотной упаковкой полых керамических шаров. Показано сечение модели вертикальной плоскостью. 1 - теплоизоляция; 2, 3 - медные пластины; 4 - керамические полые шары.

Эквивалентный коэффициент теплопроводности рассчитывался по методу плоской стенки:

$$\lambda_{\text{экв}} = \frac{q_2 + q_3}{2} \frac{\Delta x}{t'_3 - t'_2}, \quad (1)$$

где  $\Delta x$  - расстояние между медными пластинами (рис.1);  $q_i = \lambda_{Cu}(t'_i - t_i) / \delta_{Cu}$  - плотность теплового потока через пластины 2 и 3;  $\lambda_{Cu}$  - коэффициент теплопроводности меди;  $\delta_{Cu}$  - толщина пластин.

На рис.2 показаны результаты расчета для двух крайних случаев - полное отсутствие контакта между шарами (максимальное термическое сопротивление «контакта») и идеальный контакт между шарами на площадке диаметром 6 мм. Конвективный перенос тепла через воздушную прослойку не учитывался. Эквивалентный коэффициент теплопроводности опорного наполнителя при низких температурах существенно зависит термического сопротивления в контактах, а при высокой температуре тепло в основном передается излучением.

### 3. МЕТОДИКА ПРИМЕНЕНИЯ МОДЕЛИ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ

На рис.3 представлены кривые изменения температуры в сплошном керамическом шаре (образце), помещенном приблизительно в середине пакета плотноупакованных полых шаров. Нагрев шаров происходил через пластины 2 и 3, температура которых изменялась от 20 до 1550С с последующей выдержкой до установления постоянной температуры. Расчеты выполнены в трех вариантах. В первом варианте было выполнено прямое моделирование радиационного переноса (кривая 1). Во втором случае (кривая 2) пакет шаров был заменен эквивалентным телом с коэффициентом теплопроводности  $\lambda_{\text{экв}}$ . Предполагалось, что между эквивалентным телом и пластинами, а также между эквивалентным телом и образцом имеется зазор, в котором тепло передается излучением, как это происходило в первом случае. Учитывалось, что, часть поверхности пластин, контактирующая с шарами,

не участвует радиационном теплообмене. Это обстоятельство было учтено путем пропорционального уменьшения степени черноты внутренней поверхности пластин 2 и 3.

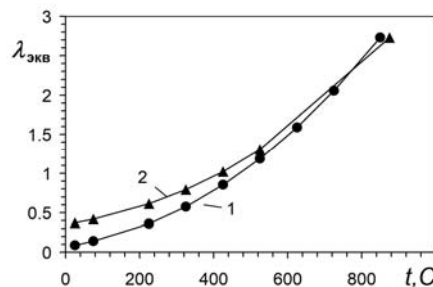


Рис.2. Эффективный коэффициент теплопроводности опорного наполнителя. 1 - отсутствие контакта между шарами; 2 - идеальный контакт между шарами (диаметр пятна контакта 6 мм).

Третий расчет (кривая 3) был выполнен в предположении, что эквивалентное тело занимает все пространство между теплоизоляцией и торцевыми пластинами и имеет непосредственный контакт с шаром - образцом. Коэффициент теплопередачи  $h$  в контакте с пластинами был задан равным 100 Вт/(м<sup>2</sup>К), в контакте с образцом - 20 Вт/(м<sup>2</sup>К).

Результаты расчета существенно зависят от методики реализации модели сплошной среды. Задание постоянного коэффициента теплопередачи (вариант 3) не эквивалентно условиям радиационного теплообмена между пластинами 2, 3 и керамическими шарами.

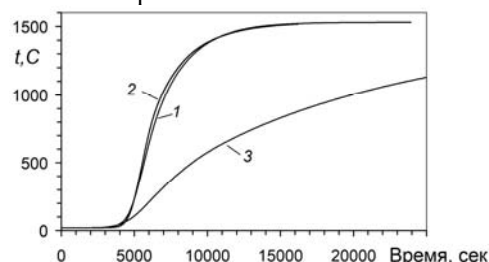


Рис.3. Изменение температуры в теле-образце. 1 - расчетная модель с плотноупакованными шарами; 2 - модель эквивалентного тела, замещающего шары; 3 - модель со сплошной средой, замещающей внутреннюю полость цилиндрической трубы.

Модель с радиационным теплообменом на границах эквивалентного тела (кривая 2), позволяет с хорошей точностью оценить темп нагрева и время достижения установившегося теплового состояния, что важно с практической точки зрения.

Полученные результаты справедливы для случая однонаправленного теплового потока, реализованного в данной расчетной модели.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Монастырский В.П., Монастырская Е.В. и Зуев А.В. Теплофизические особенности направленной кристаллизации с применением опорного наполнителя //ФХОМ. 2004. № 5. С. 79-87.
2. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Справочная книга / Д.Н. Дульнев, Ю.П. Заричняк. Л.: Энергия, 1974. 264 с.

## НОВАЯ ТЕПЛОФИЗИКА – ТЕПЛОФИЗИКА НАНОСИСТЕМ

### АННОТАЦИЯ

В первой части работы представлены принципиальные отличия теплофизики наносистем от классической теплофизики. Это неприменимость основных феноменологических законов классической физики (закон Фурье, соотношения Онзагера, закон Фика и др.). Из этого следует необходимость использования в качестве основного аппарата методов статистической физики. Однако, и статистическая физика в её нынешнем состоянии не обеспечивает решения многих задач новой теплофизики. Когда размеры систем оказываются сравнимыми с длинами электромагнитных волн, упругих волн (фононных волн), системы проявляют необычные свойства. Например, фононный газ становится анизотропным, электромагнитное поле меняет свои свойства. Это связано с тем, что на расстояниях порядка длин волн изменяются классические равновесные статистические функции: закон Планка, распределение Бозе – Эйнштейна. В результате нарушается закон Стефана – Больцмана, требуются новые подходы к определению теплоёмкости наноструктур, и так далее. Во второй части кратко представлены наиболее интересные теоретические результаты, полученные в МГТУ им. Н.Э. Баумана.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сначала определим, как мы понимаем термин «теплофизика наносистем».

Теплофизика наносистем – наука, изучающая термодинамические свойства и процессы переноса тепла: а) в твёрдых телах, характерные размеры которых порядка, меньше или существенно меньше, чем длины свободного пробега переносчиков тепла в бесконечных образцах соответствующих материалов, а также б) лучистый перенос тепла в микро- и нанозорах и в) теплообмен в наножидкостях.

«Не – Фурье теплопроводность» - наиболее часто употребляемый термин, характеризующий перенос тепла в твердотельных наноструктурах [1]. Причина заключается в том, что в нано размерных образцах закон Фурье не работает, так как этот закон представляет диффузионный процесс переноса тепла. В условиях, когда размер образца порядка или меньше длины пробега переносчика тепла (число Кнудсена  $Kn \geq 1$ ), закон Фурье неприменим. Такие размеры требуют использования статистических методов анализа переноса тепла. Но это не всё, что отличает расчёт переноса тепла в наноструктурах от классической теплопроводности. Необходим ещё учёт сложных процессов взаимодействия переносчиков тепла с шероховатыми границами структур. Наконец, понятие теплопроводности возникло именно благодаря закону Фурье. В условиях наноструктур вводится понятие эффективной теплопроводности. Её особенностями

является то, что она зависит не только от температуры, но и от размеров и формы изучаемого образца [2].

В рамках теплофизики наноструктур имеется широкий набор факторов, влияющих на интенсивность переноса тепла. Ниже обсуждаются некоторые из этих факторов и рассматриваются некоторые наиболее интересные явления из области теплофизики наноструктур.

## 2. ПРИМЕРЫ ЯВЛЕНИЙ ИЗ ТЕПЛОФИЗИКИ НАНОСИСТЕМ

### 2.1. Продольная теплопроводность наноплёнок

На рисунке 1 представлены зависимости теплопроводности от размеров тонкой плёнки из кремния [3]. Видно, что при уменьшении размеров от макроскопических до 20 нанометров теплопроводность уменьшается от четырёх до примерно двадцати раз, в зависимости от температуры. Это следствие влияния рассеяния фононов на границах плёнок [4], в результате чего эффективное значение длины свободного пробега значительно меньше, чем в макроскопических образцах. Данное явление часто называют эффектом Казимира – Кнудсена.

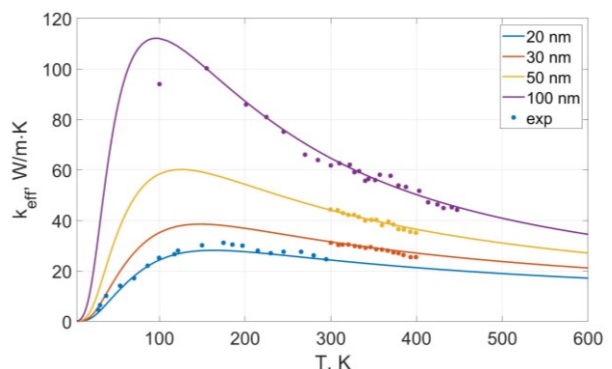


Рис. 1. Эффективная теплопроводности вдоль плёнок кремния разных толщин (20, 30, 50 и 100 нм) в зависимости от температуры; точки соответствуют экспериментальным данным [3,4].

Однако, при расчётах теплопроводности возникает новое осложнение. Оно называется «квантовое ограничение» («quantum confinement»). Смысл его заключается в том, что сохраняются не все фононы, представленные в формуле Бозе – Эйнштейна. В случае тонких плёнок, когда их толщина сравнима с длинами волн фононов, остаются только фононы, удовлетворяющие соответствующим граничным условиям – обращение в ноль на границах. Так как расстояния между границами в разных направлениях разные, возникают соответствующие дискретные наборы волн, в разных направлениях раз-

ные. Из обычной равновесной функции выделяется только часть фононов, которую и надо учитывать при определении теплопроводности. Таким образом, на теплопроводность тонких плёнок влияет не только эффект Казимира – Кнудсена, но и соотношение между длинами волн фононов и размером плёнки.

## 2.2. Перенос лучистой энергии через нанозазоры

Рассмотрим теперь ещё одну очень интересную задачу, которую впервые решал член – корреспондент РАН С.М. Рытов. Это лучистый теплообмен между двумя полубесконечными телами при расстояниях между ними порядка длин электромагнитных волн. Рытов разработал электродинамику флуктуирующих электромагнитных полей [5]. В отличие от электродинамики Максвелла она предсказывает излучение твёрдых тел.

В результате анализа излучения обнаружилось, что плотность электромагнитной энергии многократно возрастает [6] по сравнению с данными классической формулы Стефана - Больцмана при излучении света абсолютно чёрным твёрдым телом в области расстояний от 10 мкм и меньше. Это тонкий слой вблизи твёрдого тела, где происходит резкое возрастание плотности электромагнитной энергии при приближении к поверхности тела. Распределение излучения от частоты сильно изменяет свой вид (рис. 2)! Все результаты, представленные сплошными линиями, получены для чистого кремния. Температуры тел 1000 К. На рисунке 2 жирная чёрная линия внизу изображает закон Планка. Видно, как изменяется частотное распределение в пределах расстояний до поверхности излучающего тела от 10 мкм до 1 нм.

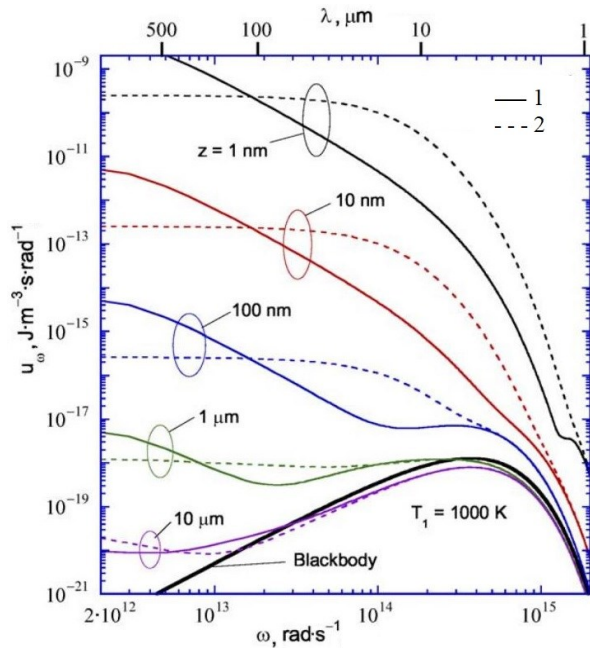


Рис. 2. Спектральная плотность излучения около полубесконечного тела при температуре 1000 К и различных расстояниях от поверхности: 1 – чистый кремний, 2 – кремний с примесями с концентрацией  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  [6]. Черная линия соответствует распределению Планка.

Соответственно, существенно возрастает теплоотдача излучением между двумя телами (рис. 3) по сравнению со значением, предсказываемым законом Стефана – Больцмана. Классическое значение коэффициента теплоотдачи наблюдается при расстояниях 1 мкм и больше.

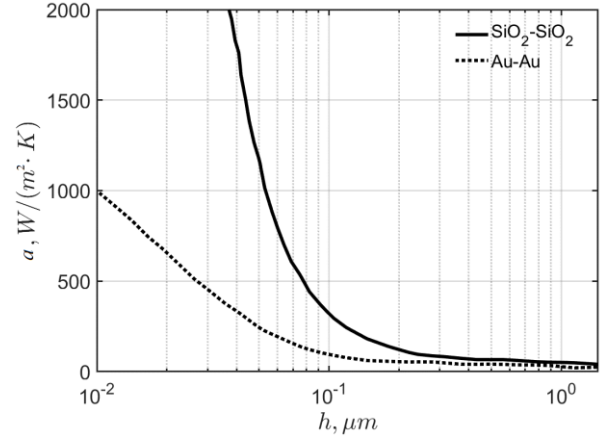


Рис. 3. Коэффициент теплоотдачи излучения  $a$  вблизи поверхности твёрдого тела в зависимости от расстояния  $h$  для пары  $\text{SiO}_2\text{-SiO}_2$  и пары  $\text{Au-Au}$ .

## 2.3. Когерентная теплопроводность в сверхрешётках

Сверхрешётки это наноструктуры, представляющие собой многослойные системы из слоёв, полученных из двух различных материалов. Эти структуры находят широкие области применений в термоэлектрических генераторах, сенсорах, оптомеханических устройствах, нанолазерах. В данных случаях каждая из структур имеет одинаковые толщины слоёв. Особенности переноса тепла в таких структурах заключаются в следующем. При достаточно больших толщинах слоёв это перенос теплопроводностью внутри слоёв и частичное рассеяние теплового потока при пересечении поверхностей контакта соседних слоёв (так называемые сопротивления Капицы). По мере уменьшения толщин слоёв тепловые сопротивления Капицы становятся основной причиной уменьшения теплопроводности. Это естественно ведёт к уменьшению теплопроводности этих устройств при уменьшении толщин отдельных слоёв.

Однако, в ходе экспериментальных исследований было обнаружено, что по достижении определённой толщины наблюдается рост теплопроводности структур с уменьшением толщины слоёв. Так в исследовании [7] для сверхрешётки  $\text{TiN/Al}_{0.72}\text{Sc}_{0.28}\text{N}$  (рис. 4) обнаружилась немонотонная зависимость теплопроводности от толщины отдельных слоёв, как это видно на рис. 5. При этом на рис. 6 видно, что наличие минимума теплопроводности сверхрешётки сохраняется при различных температурах.

Исследования позволили выяснить, что эти эффекты объясняются наличием когерентных фононов, наряду с некогерентными [8]. Так при толщинах слоёв меньше 10 нм с уменьшением их толщины происходит увеличение числа когерентных

слоёв, поэтому растёт теплопроводность. Когерентные фононы воспринимают многослойные структуры, как однородные. То есть для них сопротивления Капицы отсутствуют. Это область, где длины волн фононов сравнимы с размерами слоёв сверхрешёток, называется фононикой.

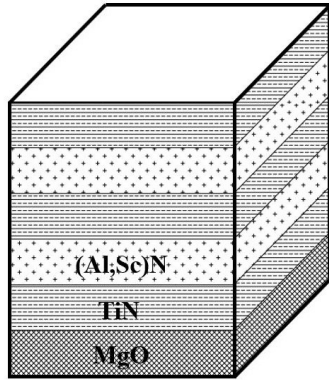


Рис. 4. Схема сверхрешетки  $\text{TiN}/\text{Al}_{0.72}\text{Sc}_{0.28}\text{N}$ , выращенной на подложке  $\text{MgO}$  [7].

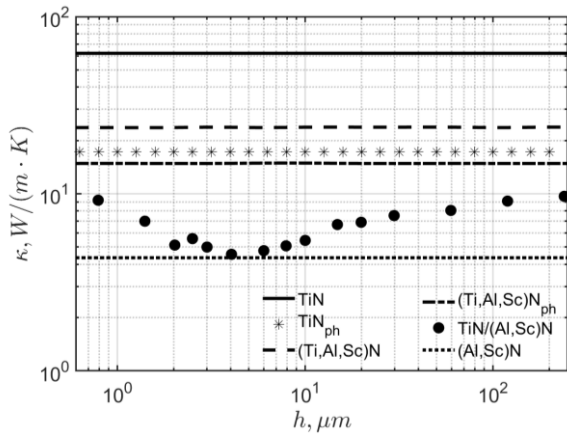


Рис. 5. Поперечная теплопроводность сверхрешётки  $\text{TiN}/\text{Al}_{0.72}\text{Sc}_{0.28}\text{N}$  в зависимости от толщины слоёв при комнатной температуре (точки на графике) [7]. Линии соответствуют теплопроводности плёнок  $\text{TiN}$ ,  $\text{Al}_{0.72}\text{Sc}_{0.28}\text{N}$  и  $\text{Ti}_{0.5}\text{Al}_{0.36}\text{Sc}_{0.14}$  при комнатной температуре.

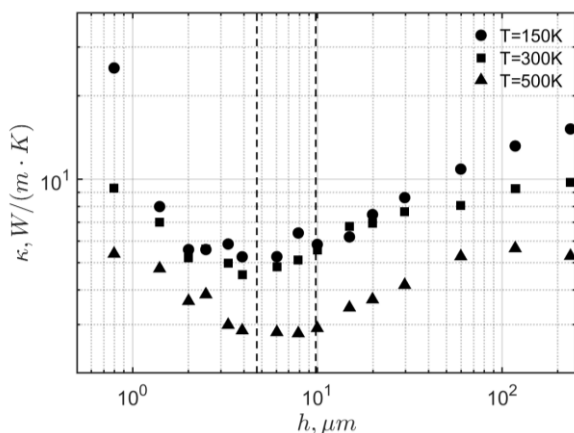


Рис. 6. Поперечная теплопроводность сверхрешёток  $\text{TiN}/\text{Al}_{0.72}\text{Sc}_{0.28}\text{N}$  при температурах 150 К, 300 К и 500 К в зависимости от толщины слоёв [7].

### 3. ИССЛЕДОВАНИЯ, ПРОВОДИМЫЕ В МГТУ ИМ. Н. Э. БАУМАНА

В этой части представлены некоторые результаты теоретических исследований в области теплофизики наносистем, выполненных в МГТУ им. Н.Э. Баумана.

#### 3.1. Взаимодействия фононов с шероховатыми границами наноплёнок и определение на этой основе теплопроводности

Взаимодействие фононов с шероховатостями границ твёрдых тел – важная задача теплофизики наносистем. Эксперименты показывают, что теплопроводность наноструктур существенно зависит от шероховатости [9]. Однако, существующие модели таких взаимодействий не отвечают требованиям, которые предъявляются к расчётным средствам: обеспечение надёжных предсказательных данных. До сих пор не используется разумная модель шероховатой поверхности. Из параметров шероховатости используются только высоты и не учитываются длины шероховатостей. Не обсуждаются зависимости влияния шероховатых поверхностей от температуры. Нет статистических моделей шероховатостей, хотя примеры использования известны в других областях (рассеяние и дифракция электромагнитных и упругих волн на твёрдых и жидких неровных поверхностях).

В связи с этим в МГТУ им. Н.Э. Баумана разработана теоретическая модель, учитывающая реальную статистическую модель шероховатых поверхностей, процессы взаимодействия фононов с шероховатостями в зависимости от параметров шероховатостей, размеров тонких плёнок и температуры. Соответствующая работа представлена на данной конференции. Результаты расчётов теплопроводности плёнок представлены на рис. 1.

#### 3.1. Теория сопротивлений Капицы

В рамках теплофизики наносистем очень актуальной является проблема контактных тепловых сопротивлений, которые играют важную, а иногда определяющую роль в переносе тепла внутри наноструктур. Первой теоретической работой, посвящённой решению этой проблемы, была статья Халатникова, в которой предложена модель, рассматривающая перенос тепла между соприкасающимися телами упругими волнами [10]. Хороший анализ показывает, что на контактной поверхности происходит частичное отражение и частичное преломление упругих волн. С этим и связано наблюдаемое тепловое сопротивление. Но расчёты по результатам упрощённого аналитического решения не дали хорошего согласия с экспериментом, что естественно.

К сожалению, и следующие исследования с применением вычислительных средств дали результаты, согласно которым хорошее согласие с экспериментальными данными обеспечивается только в области низких температур, до 30 К.

Анализ, выполненный нами, показал (рис. 7),

что необходимо учитывать дисперсионные свойства упругих волн, что не принималось во внимание до этого. В результате показано, что при корректной постановке задачи хорошее согласие достигается, по крайней мере, до температур 300 К [11,12]. (Данные для более высоких температур отсутствуют.)

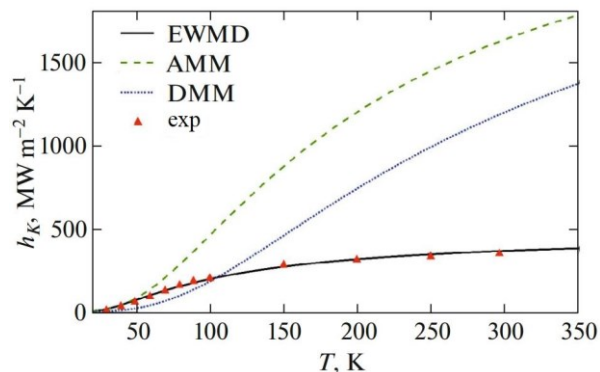


Рис. 7. Проводимость Капицы в зависимости от температуры [12]: EWMD – наш расчёт, AMM и DMM – расчёты других авторов, exp – экспериментальные данные.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность Баринову А.А. и магистру Лю Шисян с кафедры «Теплофизика» МГТУ им. Н.Э. Баумана за помощь в подготовке иллюстраций и оформлении доклада.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chen G.** Non-Fourier phonon heat conduction at the microscale and nanoscale // *Nat. Rev. Phys.* 2021. V. 3. P. 555-569.
2. **Khvesyuk V.I. and Skryabin A.S.** Heat Conduction in Nanostructures // *High Temp.* 2017. V. 55. No 3. P. 447-450.
3. **Updated Model for Thermal Conductivity Calculation of Thin Films of Silicon and Germanium / A.A. Barinov, B. Liu, V.I. Khvesyuk and K. Zhang // Phys. Atom. Nucl.** 2020. V. 83, Issue 10. P. 1538-1548.
4. **Barinov A.A., Liu B. and Khvesyuk V.I.** A new technique for modelling phonon scattering processes at rough interfaces and free boundaries of solids // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2022. V. 2150. P. 012021.
5. **Рытов С.М.** Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. М.: Наука, 1953. 231 с.
6. **Fu C.J. and Zhang Z.M.** Nanoscale radiation heat transfer for silicon at different doping levels // *Int. J. Heat Mass Tran.* 2006. V. 49, Issue 9-10. P. 1703-1718.
7. **Phonon wave effects in the thermal transport of epitaxial TiN(Al,Sc)N metalsemiconductor superlattices / B. Saha, Y.R. Koh, J.P. Feser et al. // J. Appl. Phys.** 2017. V. 121. No 1. P. 015109.
8. **Coherent Phonon Heat Conduction in Superlattices / M.N. Luckyanova, J. Garg, K. Esfarjani et al. // Science.** 2012. V. 338. P. 936-939.
9. **Quantifying Surface Roughness Effects on Phonon Transport in Silicon Nanowires / J. Lim, K. Hippalgaonkar, S.C. Andrews et al. // Nano Lett.** 2012. V. 12. No 5. P. 2475-2482.
10. **Халатников И.М.** Теплообмен между твердым телом и гелием II // *ЖЭТФ.* 1952. Т. 22. С. 687.

11. **Liu B. and Khvesyuk V.I.** Analytical model for thermal boundary conductance based on elastic wave theory // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2020. V. 159. P. 120117.
12. **Khvesyuk V.I., Liu B. and Barinov A.A.** A New Approach to Calculation of the Kapitza Conductance between Solids // *Tech. Phys. Lett.* 2020. V. 46. P. 983-987.

## РАСЧЕТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ С УЧЕТОМ ГРАНИЧНЫХ ЭФФЕКТОВ

### АННОТАЦИЯ

Работа посвящена расчету теплопроводности кремниевых нанонитей с учетом граничных эффектов. За основу взята модель Фукса-Зондхаймера, дополненная полиномиальной аппроксимацией реальных дисперсионных соотношений и временами фонов-фоновых взаимодействий, полученных из первых принципов. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными, а также расчетами других авторов. Установлено, во-первых, что представленная модель дает хорошее качественное согласие в широком диапазоне диаметров нитей и температур. Во-вторых, возникает сложность в согласовании свойств поверхности образца (шероховатости) с параметром зеркального отражения, который выступает в качестве свободного параметра в большинстве моделей. Выявлен принципиальный недостаток существующих моделей – отсутствие грамотного учета влияния шероховатости границы образца на теплоперенос.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время кремниевые нанонити являются объектом теоретических и экспериментальных исследований в качестве перспективного материала микро- и наноэлектроники. Так в работе [1] проводится экспериментальное исследование теплопроводности нанонитей при различных температурах. Наиболее широко распространенной теоретическим методом расчета теплопроводности нанонитей является применение модели Фукса-Зондхаймера, к примеру для нанонитей в работе [2]. Также есть исследования и по разработке других методов для прогнозирования теплопроводности нанонитей, к примеру, метода Монте-Карло [3] или методов молекулярной динамики [4].

Из рис. 1 видно, что когда характерный размер – диаметр нити – меньше длины свободного пробега фононов, тогда рассеяние на границе оказывает определяющее влияние на теплоперенос. Данное явление называется размерным эффектом.

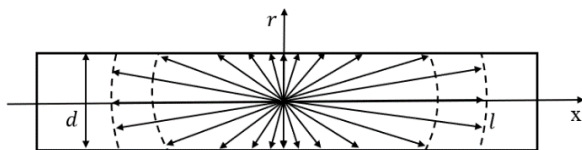


Рис. 1. Иллюстрация размерного эффекта.

Предыдущие исследования показали, что теплопроводность нанонитей ниже, чем у

массивного (макроскопического) образца, из-за влияния граничного рассеяния фононов на теплоперенос. В связи с этим Макдональд и др. [5] вывели следующее выражение для  $F$ -функции, показывающей во сколько раз длина свободного пробега нити  $l_{wire}$  меньше по сравнению с массивным образцом  $l_{bulk}$  вследствие размерного эффекта:

$$F(Kn, p) = \frac{l_{wire}}{l_{bulk}} = 1 - \frac{12(1-p)^2}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} mp^{(m-1)} G(Kn, m) \quad (1)$$

$$G(Kn, m) = \int_0^1 \sqrt{1-\xi^2} \int_1^{\infty} \exp\left(-\frac{m\xi t}{Kn}\right) \frac{\sqrt{t^2-1}}{t^4} dt d\xi \quad (2)$$

где  $Kn$  – число Кнудсена,  $Kn = l_{bulk} / d$ ;  $d$  – диаметр нанонити;  $p$  – параметр зеркального отражения, который показывает долю фононов отраженных зеркально/диффузно при взаимодействии с реальной (шероховатой) поверхностью. При этом значение  $p=1$  соответствует зеркальному рассеянию, а значение  $p=0$  – полностью диффузному отражению, как показано на рис. 2.

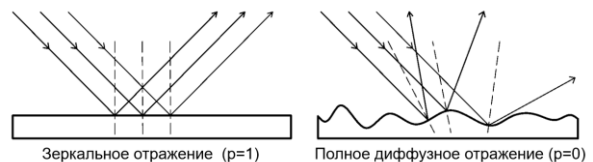


Рис. 2. Влияние шероховатости поверхности на фон-фон-граничное взаимодействие.

Функция  $F$  для нанонитей зависит от числа Кнудсена и параметра зеркального рассеяния, как показано на рис. 3. В свою очередь число  $Kn$  связано с характерным размером – диаметром структуры, а параметр  $p$  – с шероховатостью поверхности образца. Из рис. 3 видно, что для значительных диаметров нанонитей, когда  $Kn \ll 1$ , длина свободного пробега фононов совпадает с массивным образцом. В баллистическом  $Kn \gg 1$  и диффузионно-баллистическом  $Kn \sim 1$  режимах теплопереноса наблюдается существенное уменьшение длины пробега фононов вследствие размерного эффекта. Это ведет к пропорциональному уменьшению

теплопроводности нанонитей.

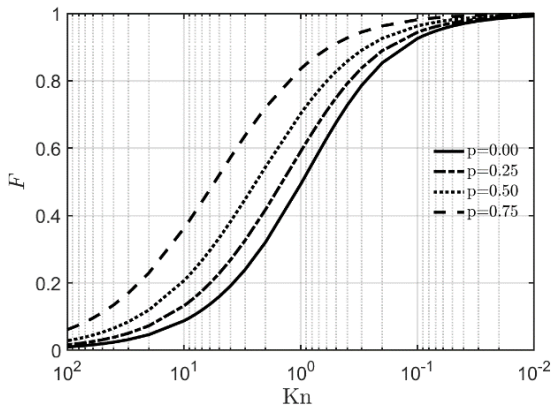


Рис. 3. Функция  $F$  в зависимости от числа  $Kn$  для различных параметров зеркального отражения  $p$ .

В данной работе для расчета теплопроводности кремниевых нанонитей используется  $F$ -функция для длины свободного пробега фононов по модели (1), дополненная полиномиальной аппроксимацией реальных дисперсионных соотношений и временами фонон-фононных взаимодействий, полученных из первых принципов. Цель – провести анализ метода и выявить слабые места представленного подхода.

## 2. ПРОЦЕДУРА РАСЧЕТА

Носителями тепла в полупроводниках и диэлектриках являются фононы – квазичастицы, кванты упругих волн, распространяющихся в твердых телах. Фононная теплопроводность получается путем решения уравнения Больцмана. Для нитей необходимо учитывать размерный эффект, поэтому формула для расчета эффективной теплопроводности выглядит следующим образом:

$$\kappa_{wire} = \frac{1}{3} \sum_j \int_0^{\omega_{max,j}} C_{ph,j} D_j v_{g,j} l_j F(Kn_j, p) d\omega \quad (3)$$

где суммирование идёт по поляризациям  $j$  фононов;  $T$  – температура;  $\omega$  – круговая частота фононов;  $C_{ph,j}$  – фононная теплоемкость,  $C_{ph,j} = \hbar \omega_j (df_0/dT)$ ;  $f_0$  – равновесная функция распределения Бозе-Эйнштейна,  $f_0 = 1/(\exp(\hbar\omega_j/k_B T) - 1)$ ;  $D_j$  – функция плотности состояний,  $D_j = \omega_j^2 / (2\pi^2 v_{g,j} v_{p,j}^2)$ ;  $v_{g,j}$  – групповая скорость фононов,  $v_{g,j} = d\omega_j/dk$ ;  $v_{p,j}$  – фазовая скорость фононов,  $v_{p,j} = \omega_j/k$ ;  $l_j$  – длина свободного пробега фононов в массивном образце,  $l_j = v_{g,j} \tau_j$ ;  $\tau_j$  – время свободного пробега фононов, связанное с внутренними

процессами рассеяния;  $Kn$  – число Кнудсена для нанонитей.

Фононный газ состоит из продольно (L) и поперечно (T) поляризованных акустических (A) и оптических (O) ветвей. Для описания дисперсионных свойств воспользуемся квазиизотропным приближением в направлении [100] кристаллической решетки. В таком случае необходимо рассмотреть продольную ветвь и две вырожденные поперечные. В качестве модели применим полиномиальную аппроксимацию экспериментальных данных из работы [6], в соответствии с которой дисперсионные соотношения задаются выражением:

$$\omega_j = (c_4 x^4 + c_3 x^3 + c_2 x^2 + c_1 x + c_0) \cdot 10^{13}, \quad (4)$$

где  $x = k/k_{max}$ ,  $k_{max}$  – максимальное значение волнового числа (на границе зоны Бриллюэна). Для кремния значения коэффициентов приведены в таблице 1. Из-за малой скорости распространения оптические ветви в дальнейшем расчете использоваться не будут.

Таблица 1. Коэффициенты дисперсионного соотношения для кремния [6]

$j$	$c_0$	$c_1$	$c_2$	$c_3$	$c_4$
TA	0	6,759	-3,353	-2,288	1,702
LA	0	9,756	-0,371	-1,644	0
TO	9,758	0	-5,967	7,837	-2,894
LO	9,770	0	-1,220	-0,809	0

Исходя из приведенной выше модели дисперсионных соотношений (4), мы получаем групповую скорость и фазовую скорость для фононов с различной поляризацией, как показано на рис. 4.

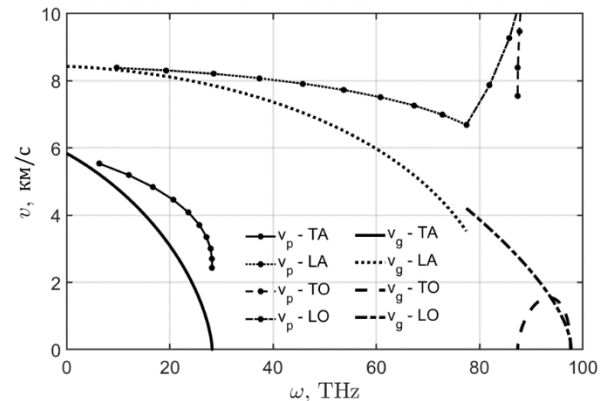


Рис. 4. Групповые и фазовые скорости фононов.

Вместо времен свободного пробега удобнее перейти к обратной величине – интенсивности. Тогда при расчете интенсивности внутренних процессов взаимодействия фононов  $\tau^{-1}$  необходимо учитывать фонон-фононные



взаимодействия  $\tau_{j,ph-ph}^{-1}$  и рассеяние фононов на примесях  $\tau_{j,imp}^{-1}$  по правилу Маттиссена:

$$\tau_j^{-1} = \tau_{j,ph-ph}^{-1} + \tau_{j,imp}^{-1}. \quad (5)$$

Для интенсивности фонон-фононных взаимодействий мы используем модель, которая была получена из «первых принципов» Уордом и Бройдом [7]:

$$\tau_{j,ph-ph}^{-1} = \tau_{j,N}^{-1} + \tau_{j,U}^{-1} = A_j^N \omega^2 Tf(T) + A_j^U \omega^4 Tf(T) \quad (6)$$

где  $\theta_D = 658\text{K}$  – температура Дебая,  $f(T)$  – функция, определяющая влияние температуры,  $f(T) = 1 - \exp(-3T/\theta_D)$ ;  $A_j^N$  и  $A_j^U$  – коэффициенты, приведенные в таблице 2.

Таблица 2. Коэффициенты для времён фонон-фононных взаимодействий [7].

Коэффициент	Значение	Размерность
$A_{TA}^N$	$1,0977 \cdot 10^{-19}$	$\text{с} \cdot \text{К}^{-1}$
$A_{LA}^N$	$7,1032 \cdot 10^{-20}$	$\text{с} \cdot \text{К}^{-1}$
$A_{TA}^U$	$3,7780 \cdot 10^{-46}$	$\text{с}^3 \cdot \text{К}^{-1}$
$A_{LA}^U$	$9,5202 \cdot 10^{-47}$	$\text{с}^3 \cdot \text{К}^{-1}$

Для процессов рассеяния фононов на примесях (в том числе изотопах) воспользуемся соотношением Клеменса [8].

$$\tau_{j,imp}^{-1} = A_j \omega^4 \quad (7)$$

где для кремния  $A_j = 1,32 \cdot 10^{-45} \text{с}^3$ .

Интенсивность различных видов взаимодействий для кремния при температуре 300 К представлена на рис. 5. Обратим внимание, что рассеяния на изотопах играет важную роль именно при низких температурах. В то время, как при комнатной определяющими будут именно процессы с перебором (U-процессы).

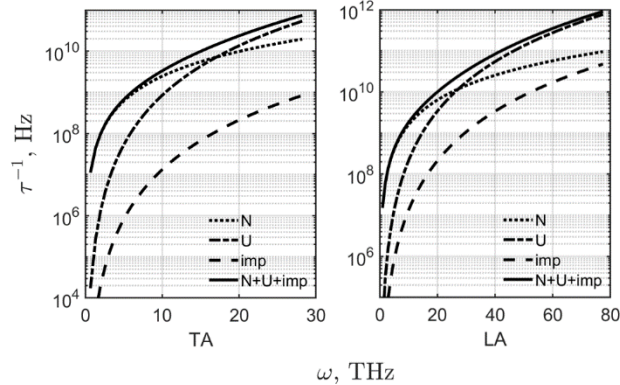


Рис. 5. Интенсивность взаимодействия фононов поляризации TA и LA в зависимости от частоты в различных процессах: N – нормальный, U – с перебором, imp – рассеяние на неоднородностях решетки; и полная интенсивность (N+U+imp) по выражению (5).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

С использованием модели дисперсионного соотношения (4) и модель интенсивности взаимодействия фононов (5) рассчитана эффективная теплопроводность кремниевых нанонитей по уравнению (3). Существенно, что искомая теплопроводность зависит от температуры, диаметра нанонитей и шероховатости поверхности нанонитей.

Из результатов расчетов видно, что шероховатость (варьирование параметра зеркального отражения,  $p$ ) оказывает существенное влияние на теплопроводность. При этом попытка провести сравнение результатов расчета теплопроводности кремниевых нанонитей с известными экспериментальными данными [1] затруднительна, так как шероховатость поверхности образцов не указана. Так за счет варьирования параметра  $p$  можно установить верхний и нижний диапазон коэффициента теплопроводности нитей. Как показано на рис. 6, результаты эксперимента [1] находятся внутри диапазона ( $p = 0$  и  $p = 1$ ).

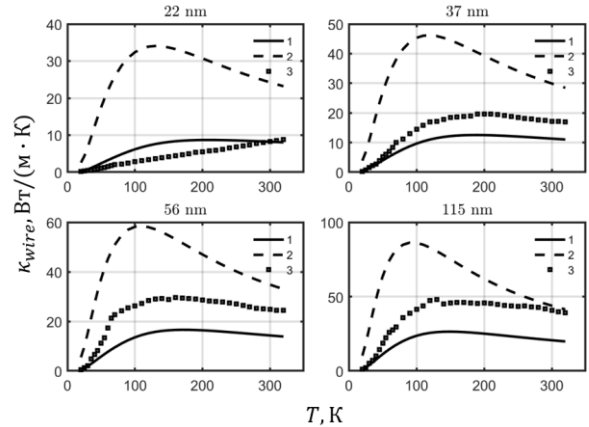


Рис. 6. Сравнение экспериментальных данных с расчетным диапазоном по эффективной теплопроводности: 1 – результаты при  $p = 0$ ; 2 – результаты при  $p = 1$ ; 3 – экспериментальные данные [1].

Недостатком существующих моделей является отсутствие строго соответствия между шероховатостью поверхности и параметром зеркального отражения  $p$ , т.е. учета влияния граничного рассеяния. Поэтому повсеместно параметр  $p$  используется в качестве подгоночного. Поэтому возникает принципиальная задача – разработка нового подхода к рассмотрению взаимодействия фононов с реальной (шероховатой) границей образца, учитывающего, во-первых, параметры шероховатости (высоту и длину корреляции). Во-вторых, различные варианты диффузного/зеркального отражения в зависимости от длины волны падающего фонона, температуры, диаметра нити и пр.

Поэтому в данной работе также проводится подбор параметра  $p$  так, чтобы достичь наилучшего согласия с экспериментальными данными [1], а также расчетами из работы [2], где также использовался подход Фукса-Зондхаймера для учета размерного эффекта. Согласно рис. 7, видно, что расчеты по предложенной авторами модели хорошо согласуются для диаметров 37 нм и 56 нм. Для диаметра 22 нм наблюдается сильное расхождение, как с экспериментальными данными, так и с результатами из работы [2]. В случае диаметра 115 нм, соответствие при низкой температуре лучше, а при высокой температуре – хуже.

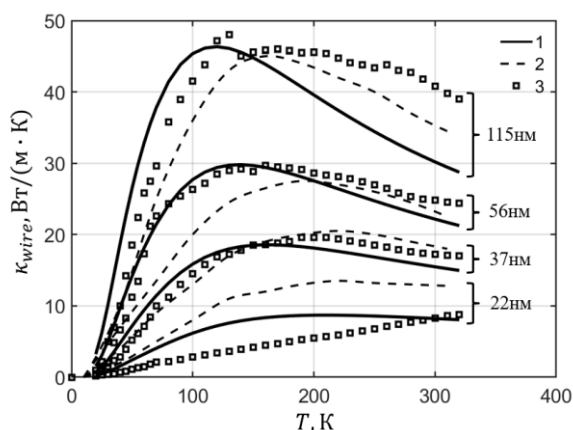


Рис. 7. Эффективная теплопроводность кремниевых нанонитей: 1 – модель авторов; 2 – результаты расчетов [2]; 3 – экспериментальные данные [1].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам проведенного исследования можно сделать следующие выводы.

Во-первых, модель Фукса-Зондхаймера для теплопроводности нитей даёт хорошее качественное согласие с экспериментальными данными в широком диапазоне диаметров нитей и температур при соответствующем подборе подгоночного параметра, отвечающего за рассеяния на границе – параметра зеркального отражения,  $p$ .

Во-вторых, варьирование параметра зеркального отражения оказывает существенное влияние на теплопроводность. Отсутствие строгой связи параметра  $p$  с шероховатостью поверхности, не позволяет применять подобные модели теплопроводности для прогнозирования свойств наноструктур.

В-третьих, для создания надежных моделей расчета теплопроводности наноструктур, необходима разработка новых подходов описания взаимодействия фононов с границами образца и учета шероховатости их поверхности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Thermal** conductivity of individual silicon nanowires / Li D., Wu Y., Kim P., Shi L., Yang P., Majumdar A. // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83, N. 10. P. 2934–2936.
2. **An analytical** model for the thermal conductivity of silicon nanostructures / Chantrenne P., Barrat J.L., Blasé X., Gale J.D. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 104318.
3. **Bera C.** Monte Carlo simulation of thermal conductivity of Si nanowire: An investigation on the phonon confinement effect on the thermal transport // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 112. P. 074323.
4. **Volz S.G.** and **Chen G.** Molecular dynamics simulation of thermal conductivity of silicon nanowires // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75, N. 14. P. 2056–2058.
5. **Macdonald D.K.** and **Sarginson K.** Size effect variation of the electrical conductivity of metals // Proc. R. Soc. Lond.: Ser. Math. Phys. Sci. 1950. Vol. 203, N. 1073. P. 223–240.
6. **Updated Model** for Thermal Conductivity Calculation of Thin Films of Silicon and Germanium / Barinov A.A., Liu B., Khvesyuk V.I., Zhang K. // Phys. Atom. Nucl. 2020. Vol. 83, N. 11. P. 1538–1548.
7. **Ward A.** and **Broido D. A.** Intrinsic phonon relaxation times from first-principles studies of the thermal conductivities of Si and Ge // Phys. Rev. B 2010. Vol. 81. P. 085205.
8. **Klemens P.G.** The Scattering of Low-Frequency Lattice Waves by Static Imperfections // Proc. Phys. Soc. Sect. A 1955. Vol. 68, N. 12. P. 1113–1128.

## ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА ЭФФЕКТИВНУЮ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ НАНОСТРУКТУР

### АННОТАЦИЯ

В работе представлена принципиально новая модель учёта влияния шероховатости границ твёрдых тел на теплопроводность наноструктур. Рассматривается продольная теплопроводность наноплёнок в баллистическом и диффузно – баллистическом режимах переноса тепла. Впервые для решения этой проблемы предложено использование статистической модели шероховатости. Впервые определены главные факторы шероховатых структур, определяющие шероховатости на теплопроводность структуры. Это впервые позволило провести детальный анализ взаимодействий фононов с шероховатыми поверхностями, включая так называемые эффекты затенения фононных потоков шероховатостями. Учтена анизотропия свойств фононного газа в условиях тонких плёнок. Получены результаты расчёта теплопроводности, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из многих особенностей теплофизики наноструктур является зависимость их теплопроводности от шероховатости границ. Эта проблема не рассматривается в рамках современной классической теплофизики. Существующая модель решения той проблемы находится на низком уровне. Собственно шероховатость в ней отсутствует. Предложен один параметр, характеризующий шероховатость. Это – так называемая вероятность зеркального отражения фононов от поверхности  $p$ . Формула для определения этой величины содержит только высоту шероховатости  $\sigma$ , длину волны фонона  $\lambda$  и угол падения фонона относительно нормали к средней линии шероховатости  $\theta$  величины [Soffer, S. B. Journal of Applied Physics v. 38, 1710 (1967)]:

$$p(\sigma, \lambda) = \exp\left(-\frac{16\pi^2 \sigma^2}{\lambda^2} (\cos \theta)^2\right)$$

Эта величина используется для определения длин пробега фононов  $a$  наноплёнках [Займан «Электроны и фононы» (1962)].

Единственная известная нам работа, посвящённая изучению зависимости теплопроводности нанонитей от шероховатости [Lim et al.], показывает, что недостаточно знание только высот шероховатостей. Из этой работы следует, что теплопроводность падает с ростом средне-квадратичной высоты шероховатостей  $\sigma$ , растёт с увеличением их длины  $l$  и с уменьшением безразмерного пара-

метра  $\sigma/l$ . Последнее означает, что теплопроводность растёт с уменьшением средних наклонов шероховатостей.

Из этих результатов можно сделать следующие выводы. Во-первых, теория должна содержать сведения, как о высотах, так и о длинах шероховатостей. Во-вторых, теория должна учитывать влияние температуры материала, что пока не обсуждается. В-третьих, для представления шероховатостей необходимо использовать статистический анализ. В результате должны быть получены данные о зависимостях продольной теплопроводности наноплёнок от характеристик шероховатости, температуры, геометрии плёнок. Это – программа, которая была принята и осуществлена в МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Теперь рассмотрим конкретно, как влияет шероховатость на рассеяние фононов. Особенности этого явления показаны на следующем рисунке. Анализ проводится в приближении, что длина волны фонона меньше длины шероховатости, имеет место точечный контакт фонона и поверхности твёрдого тела. В качестве поверхности в данном случае используется обычная синусоида с амплитудой  $\rho/2$  и периодом  $\tau$ . Рассматриваются случаи малых углов наклонов шероховатостей, то есть, когда  $\rho/\tau \ll 1$  ( $\sigma/l \ll 1$ ).

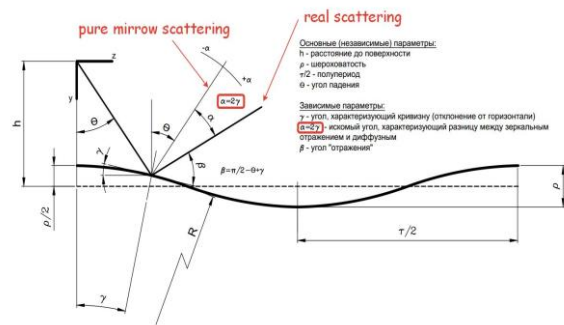


Рис. 1. Метод касательных плоскостей Кирхгофа.

На рисунке пунктирной линией представлена средняя линия профиля шероховатости. Сплошная волнистая линия – шероховатая поверхность. Фонон падает на поверхность под углом  $\theta$  относительно нормали к **плоской средней линии профиля** (пунктирная прямая). Если бы падение было на плоскую поверхность, отражение было бы зеркальным, с углом отражения  $\theta$ . Простой анализ показывает, что при соприкосновении фонона с шероховатостью в точке, имеющей угол наклона  $\gamma(\varphi)$  угол отражения равен:

$\theta$

$$\theta' = \theta + 2\varphi$$

Это верно для части шероховатости, имеющей отрицательную производную по отношению к средней линии шероховатости. Для части шероховатости с положительной производной выражение для  $\theta'$  имеет вид:

$$\theta' = \theta - 2\varphi$$

Следовательно, **угол отражения фонона от точки шероховатости с наклоном  $\varphi$  однозначно определяется этим углом**. Теперь сформулируем статистическую модель шероховатости. Такие представления существуют и используются в связи с изучением рассеяния упругих и электромагнитных волн на шероховатых поверхностях [Ф.Г. Басс, И.М. Фукс «Рассеяние волн на статистически неровной поверхности» М.: «Наука» (1972)], [J.A. Ogilvy, Rep. Progr. Phys. V. 50, 1553 (1987)]. В этих работах с помощью уравнения Гельмгольца изучается дифракция падающих и отражённых волн вблизи поверхности. Наша задача другая – рассеяние квазичастиц – фононов на шероховатостях, но статистическое представление шероховатых поверхностей, развитое в указанных работах, пригодно для решения нанотеплофизических задач. Согласно этим работам, вводятся функции распределения Гаусса наклонов шероховатостей. В данном случае рассматривается двумерная задача, в рамках которой имеется дифференцируемая случайная функция  $h(x)$ . Тогда каждой точке шероховатого контура соответствует наклон:  $n = |\nabla h|$ . Статистический характер поверхности определяется гауссовой функцией распределения наклонов шероховатостей:

$$w_n(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\gamma_c} \frac{1}{\gamma_c} \exp\left(-\frac{n^2}{2\gamma_c^2}\right)$$

Далее в этом выражении перейдем от модуля производной профиля  $n$  к алгебраическому значению, принимающему как положительные, так и отрицательные знаки. И вместо градиента,  $n$ , рассмотрим угол наклона профиля  $\varphi$  в соответствии с соотношением  $n = \tan \varphi$ . Тогда нормальное распределение принимает следующую форму:

$$w(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\gamma_c} \exp\left(-\frac{\tan^2 \varphi}{2\gamma_c^2}\right) \frac{1}{(\cos \varphi)^2}$$

Здесь  $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$ . Следующий шаг – использование этих функций распределения, позволяющий определить важные характеристики рассеяния фононов на шероховатых поверхностях. На следующем графике представлены результаты определения  $\delta_+$  - доли фононов, отражённых в направлении теплового потока и  $\delta_-$  - доли фононов, отражённых в обратном направлении. Видно, что большинство фононов отражаются в направлении распространения теплового потока

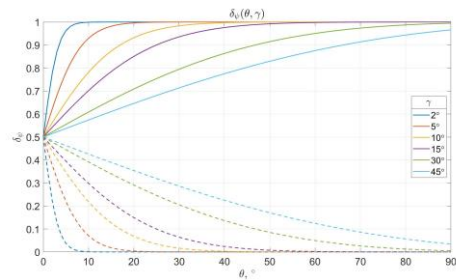


Рис. 2.

Следующий важный фактор, который необходимо учитывать, - явление так называемого затенения профиля. Этот фактор ведёт к уменьшению теплопроводности. Наконец, для определения длин свободного пробега фононов в приближении баллистического режима, надо определить длины свободного пробега от одной поверхности плёнки до другой  $l(\theta, \varphi)$ . Затем, с помощью функции распределения  $w_n(\varphi)$ , определяется усреднённая по  $\varphi$  функция  $\langle l(\theta) \rangle$ , которая используется для вычисления теплопроводности от температур  $T$  и толщин плёнки  $L_z$ .

Ещё одна важная особенность переноса тепла в тонких плёнках – возникновение анизотропии фононного газа. Оно связано с тем, что длины фононных волн становятся сравнимыми с толщинами плёнок. Поэтому набор поперечных фононных волн оказывается дискретным: присутствуют только те волны, длины которых кратны целым числам от толщины плёнки. В поперечном направлении эти моды суммируются. Если длина плёнки достаточно большая, то продольные моды интегрируются.

На следующих графиках представлены результаты расчётов теплопроводности тонких плёнок из кремния. Рассчитаны чисто баллистический режим переноса тепла (число Кнудсена  $Kn \gg 1$ ) по толщине плёнки значительно больше единицы) и диффузионно – баллистический режим ( $Kn \leq 1$ ).

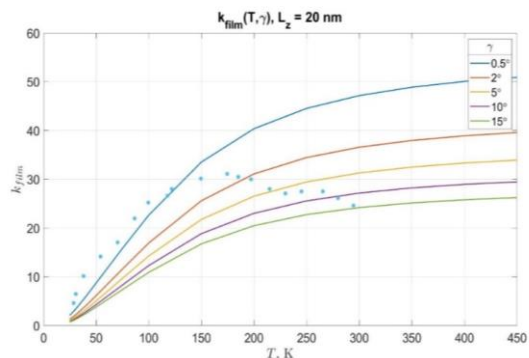


Рис. 3. Эффективная продольная теплопроводность плёнок кремния толщиной 20 нм для диапазона температур от 25 до 450 К для переноса тепла в баллистическом режиме. Линии соответствуют среднеквадратичным градиентам наклонов 0.5, 2, 5, 10 и 15 град; точки - экспериментальные данные (Y. S. Ju and K. E. Goodson, 1999).

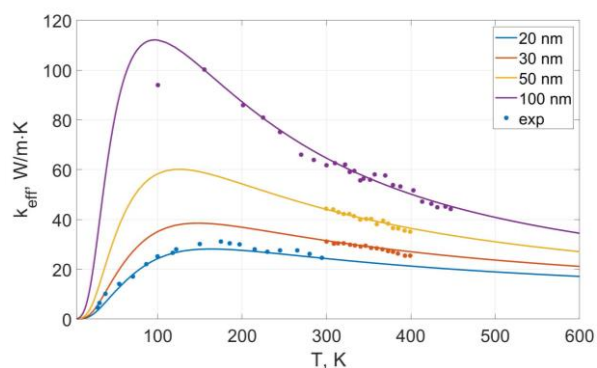


Рис. 4. Эффективная теплопроводности вдоль плёнок кремния разных толщин (20, 30, 50 и 100 нм) в зависимости от температуры; точки соответствуют экспериментальным данным [3,4].

Эффективная теплопроводность вдоль пленок кремния в диффузионно – баллистическом режиме переноса тепла. Сплошные линии – модель авторов; пунктирные линии – модель Фукса-Зондхаймера; точки - экспериментальные данные (W. Liu and M. Asheghi, 2004), (Y. S. Ju and K. E. Goodson, 1999). Здесь рассчитан диффузионно – баллистический режим.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chen G.** Non-Fourier phonon heat conduction at the microscale and nanoscale // *Nat. Rev. Phys.* 2021. V. 3. P. 555-569.
2. **Khvesyuk V.I. and Skryabin A.S.** Heat Conduction in Nanostructures // *High Temp.* 2017. V. 55. No 3. P. 447-450.
3. **Updated Model for Thermal Conductivity Calculation of Thin Films of Silicon and Germanium / A.A. Barinov, B. Liu, V.I. Khvesyuk and K. Zhang // Phys. Atom. Nucl.** 2020. V. 83, Issue 10. P. 1538-1548.
4. **Barinov A.A., Liu B. and Khvesyuk V.I.** A new technique for modelling phonon scattering processes at rough interfaces and free boundaries of solids // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2022. V. 2150. P. 012021.
5. **Рытов С.М.** Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. М.: Наука, 1953. 231 с.
6. **Fu C.J. and Zhang Z.M.** Nanoscale radiation heat transfer for silicon at different doping levels // *Int. J. Heat Mass Tran.* 2006. V. 49, Issue 9-10. P. 1703-1718.
7. **Phonon wave effects in the thermal transport of epitaxial TiN(Al,Sc)N metalsemiconductor superlattices / B. Saha, Y.R. Koh, J.P. Feser et al. // J. Appl. Phys.** 2017. V. 121. No 1. P. 015109.
8. **Coherent Phonon Heat Conduction in Superlattices / M.N. Luckyanova, J. Garg, K. Esfarjani et al. // Science.** 2012. V. 338. P. 936-939.
9. **Quantifying Surface Roughness Effects on Phonon Transport in Silicon Nanowires / J. Lim, K. Hippalgaonkar, S.C. Andrews et al. // Nano Lett.** 2012. V. 12. No 5. P. 2475-2482.
10. **Халатников И.М.** Теплообмен между твердым телом и гелием II // *ЖЭТФ.* 1952. Т. 22. С. 687.
11. **Liu B. and Khvesyuk V.I.** Analytical model for thermal boundary conductance based on elastic wave theory // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2020. V. 159. P. 120117.
12. **Khvesyuk V.I., Liu B. and Barinov A.A.** A New Approach to Calculation of the Kapitza Conductance between Solids // *Tech. Phys. Lett.* 2020. V. 46. P. 983-987.

## КОНТРОЛЬ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ: ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИДЕНТИФИКАЦИИ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Температура тела человека является одним из основных и широко используемых биомаркеров состояния здоровья человека. В медицине проводят измерения поверхностных и внутренних тканей человека в конкретный момент времени или в динамике. Измерения температуры применяются для оценки течения патологических состояний, для контроля проведения диагностических и лечебных процедур.

Рассматривая процесс измерения температуры биологических тканей с технической точки зрения, можно сформулировать основные подзадачи: конкретизация типа и свойств ткани, условия измерения, требования к точности. В результате их решения, с развитием технологий сформировался целый перечень технических средств для термометрии [1].

Говоря о температуре поверхности, в общем случае не возникает значительных затруднений в ее регистрации. Однако, не редко необходимо обеспечить контроль нагрева или охлаждения внутренних тканей человека: например, при локальной лазерной или ультразвуковой гипертермии под контролем магнитно-резонансной томографии (МРТ).

В целях решения задачи определения поля температур вблизи нагреваемой области, разрабатываются аппаратные и программные комплексы, обеспечивающие оценку процессов теплопереноса в биологических тканях.

Данный проект направлен на формирование комплексного подхода к термометрии в процессе локального нагрева новообразований при терапевтическом воздействии в условиях воздействия сильного магнитного поля.

### 2. МЕТОДЫ ТЕРМОМЕТРИИ В МЕДИЦИНЕ

#### 2.1. Температура поверхности

Измерение температуры поверхности тела является наиболее распространённым методом диагностики. Он получил свою популярность благодаря простоте применения и низкой стоимости термометров. При этом поверхностное измерение температуры тела является неинвазивным методом, что положительно воспринимается пациентами.

Наиболее распространённым инструментом для измерения температуры тела являются ртутные и безртутные термометры (в составе которых применялись сплавы галлия, индия и олова).

Еще одним способом контактного измерения температуры, активно используемым в медицине,

являются термопары и термисторы. Применение данных решений в медицине обусловлено компактностью датчика, точностью и скоростью измерений.

В условиях пандемии COVID-19 широкое распространение получила бесконтактная инфракрасная термометрия. ИК-термометрия обеспечивает измерения температуры на глубине до 1 см и применяется для интра- и постоперационной оценки состояния тканей.

#### 2.2. Температура внутренних тканей

Поверхностные методы измерения температуры в случае ультразвуковой, лазерной или эндоваскулярной гипертермии или абляции не позволяют эффективно оценить температуру в зоне нагрева. При этом недостаток нагрева может привести к снижению эффективности лечения, а перегрев – к повреждению окружающих здоровых тканей.

Одним из методов неинвазивного измерения внутренней температуры является КТ-термометрия – на основе компьютерной томографии. Главным преимуществом КТ-термометрии является скорость сбора информации об объемном распределении тепла и высокая разрешающая способность до 0,5 мм. Это преимущество становится главной причиной применения метода при гипертермии и абляции. Однако, КТ является источником ионизирующего излучения, которые негативно воздействует на организм.

Одним из альтернативных методов является магнитно-резонансная томография (МРТ). В частности – МР-термометрия. Несмотря на высокую стоимость и значительные ограничения, связанные с воздействием электромагнитных полей на оборудование и имплантируемые медицинские изделия, МР-термометрия получила широкое распространение в диагностике, при контроле лазерной, радиочастотной и ультразвуковой термоабляции и гипертермии, а также, инвазивных хирургических операций.

К недостаткам МР-термометрии следует отнести чувствительность к неоднородности магнитного поля, движению, низкую временную и пространственную разрешающую способность абсолютных измерений, а также различие в точности измерений в зависимости от анатомической области.

Таким образом, на сегодняшний день сохраняется сложность в определении внутренней температуры тканей человека, особенно в зоне патологического процесса. Наиболее перспективным направлением является МР-термометрия, как метод визуализации

зации в реальном времени с возможностью построения тепловых карт, лишенный вредного ионизирующего излучения. Однако недостаточная точность измерения температуры требует разработки новых подходов и решений для повышения эффективности данного метода.

### 3. ИДЕНТИФИКАЦИЯ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ТЕПЛОПЕРЕНОСА

Эффективным методом регулирования и оптимизации процессов теплопереноса является математическое моделирование. Однако, в условиях невозможности выполнения прямых измерений и значительной вариабельности значений теплофизических и радиационно-оптических характеристик тканей, возникает необходимость решения задачи их (характеристик) точного определения [2,3].

В рамках реализуемого проекта предлагается решение обратной задачи теплообмена с целью определения параметров тканей конкретного пациента. В результате чего, моделирование позволит достаточно точно определить такую величину воздействия, при которой локальное поле температур будет соответствовать требуемому диапазону.

В качестве целевого процесса выбрана процедура локальной гипертермии (при помощи лазера или ультразвука) под контролем МРТ. Такой подход широко распространен в клинической практике при лечении онкологических заболеваний. Однако, эффективность процедуры напрямую зависит от точности задания поля температур в целевой области, что является крайне затруднительным при использовании МР-термометрии (погрешность которой составляет порядка 1 °С).

В работе предлагается решение обратной задачи теплообмена с целью определения характеристик биологических тканей и итерационной регуляризации процесса гипертермии. Схема процесса представлена на рис. 1.

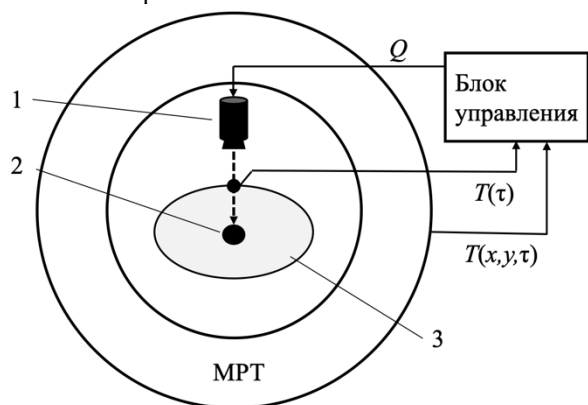


Рис. 1. Схема процесса регулирования нагрева: 1 – источник внешнего теплового потока, 2 – нагреваемая область, 3 – пациент.

Источник теплового потока 1 (например, лазер) действует на некоторую целевую нагреваемую область тела пациента 2, находящегося в МРТ. В процессе гипертермии происходит периодическое формирование трехмерной тепловой карты при помощи

МРТ и измерение температуры на поверхности тела. Эти данные применяются для управления источником теплового потока.

На первых этапах была разработана методика идентификации простейшей одномерной модели радиационно-кондуктивного теплопереноса с использованием измерений температуры на поверхности, основанная на применении экстремальных методов в решении ОЗТ [4].

Отдельной задачей применительно к экспериментальной апробации является измерение температуры в условиях воздействия сильного магнитного поля МРТ. Для этого была разработана высокоточная оптоволоконная система измерения температуры, оснащенная работающими по принципу Фабри-Перро датчиками с чувствительностью 0,01 °С [5].

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современные методы термометрии не позволяют обеспечить достаточную точность для эффективной реализации терапевтического теплового воздействия на биологические ткани пациента в условиях воздействия сильного магнитного поля. С целью решения задачи оптимизации предлагается комплексная методика регулирования, включающая в себя измерительную систему и программное обеспечение для определения характеристик тканей.

На данном этапе решена задача идентификации одномерной модели теплопереноса и разработана высокоточная система измерения температуры.

Реализация проекта позволит значительно повысить эффективность лечения онкологических заболеваний в клинической практике.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семенов Д.С., Ненарокомов А.В., Кудрявцев Н.Д. Обзор методов измерения температуры в медицине // Тепловые процессы в технике. 2021. Т. 13. № 10. С. 467–480.
2. 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 № 6. pp 467–492.
3. Kinsht N.V., Kinsht D.N. Hemodynamics and Heat Transfer in Controlled Whole-Body Hyperthermia: Modeling of Processes // J. Eng. Phys. Thermophys. 2008. vol. 81. № 6. pp 1188–1197.
4. Ненарокомов А.В., Семенов Д.С. Исследование радиационно-кондуктивного теплопереноса путем бесконтактных измерений. Идентификация математических моделей теплообмена для непрозрачных материалов // Инженерно-физический журнал. 2021. Т. 94. № 6. С. 1458–1465.
5. Семенов Д.С., Яцеев В.А., Ахмад Е.С. и соавт. Высокоточная система измерений температуры для магнитно-резонансной томографии // Измерительная техника. 2020. № 5. С. 66–71.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КЛИМАТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ НА ТЕПЛООБМЕН В КОНДЕНСАТОРЕ ПАРОТУРБИННОЙ УСТАНОВКИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Теплообмен в конденсаторе паротурбинной установки – это основной физический механизм, определяющий влияние климатических условий на работу установки [1]. Понимание фундаментальных особенностей двухфазного теплообмена в конденсаторе необходимо для учета влияния наблюдаемого изменения климата на работу энергетического оборудования и энергетических систем. Сложность математического описания процесса конденсации определяет существующий на сегодня пробел в разработке стратегий климатической адаптации для установок «большой» энергетики [2, 3]. Подавляющее большинство исследований, рассматривающих влияние современного изменения климата на энергетику, ограничивается интегральным представлением энергетического баланса и полностью игнорирует влияние климатических условий на режимы работы энергооборудования [4, 5].

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Настоящая работа направлена на разработку математической модели для теплообмена в конденсаторе промышленной паротурбинной конденсационной установки. Модель должна в явном виде учитывать влияние климатических условий и допускать использование в расчетных исследованиях, в том числе оптимизационных.

### 3. РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ КОНДЕНСАТОРА

Исследование двухфазного теплообмена, в том числе при конденсации водяного пара, является активно развивающейся научной областью [6]. Задача настоящей работы при выборе подхода к моделированию заключалась в поиске компромисса между адекватным воспроизведением основных особенностей теплообмена и сложностью модели.

Для рассматриваемой задачи основной интерес представляет корректное воспроизведение режимных параметров, что позволило выбрать для разработки модели методику ВТИ. Этот подход был разработан как обобщение обширного массива эмпирических данных, полученных при условиях, воспроизводящим работу полномасштабных промышленных конденсаторных установок, и до сих пор сохраняет свое значение при проектировании и эксплуатации конденсаторов [7].

Из методики ВТИ были получены зависимости «чувствительности» температуры в конденсаторе  $t_K$

к изменению температуры охлаждающей воды  $t_B$ :

$$S = dt_K/dt_B$$

Валидация модели была выполнена на основе доступных данных для типовых энергетических характеристик промышленных паротурбинных установок [5].

### 4. ВЫПОЛНЕНИЕ КЛИМАТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Температура охлаждающей воды  $t_B$  напрямую зависит от температуры атмосферного воздуха  $t_{н.в.}$ , которая относится к числу основных наблюдаемых метеорологических параметров. Для определения актуальных диапазонов изменения  $t_{н.в.}$  и  $t_B$  по территории России (рис. 1) были использованы данные метеостанций России [8], которые являются первоисточником информации о климате.

При выполнении климатических расчетов в рассматриваемой модели были включены только те территории, для которых доступными данными метеонаблюдений обеспечивается удовлетворительное покрытие. Это допущение оправдывается корреляцией между покрытием метеорологическими наблюдениями коррелирует с доступом к централизованному энергоснабжению. Таким образом, полученная динамика климатических условий соответствует территориям, для которых релевантны технологии атомной и крупной тепловой энергетики.

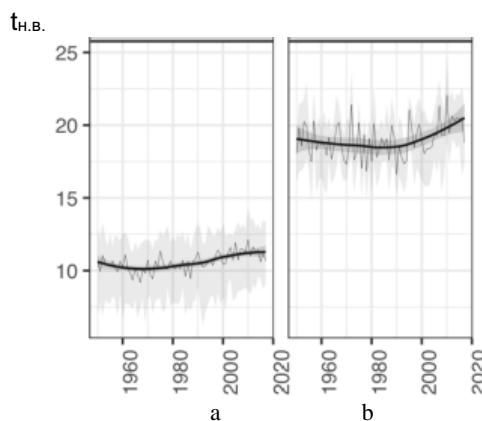


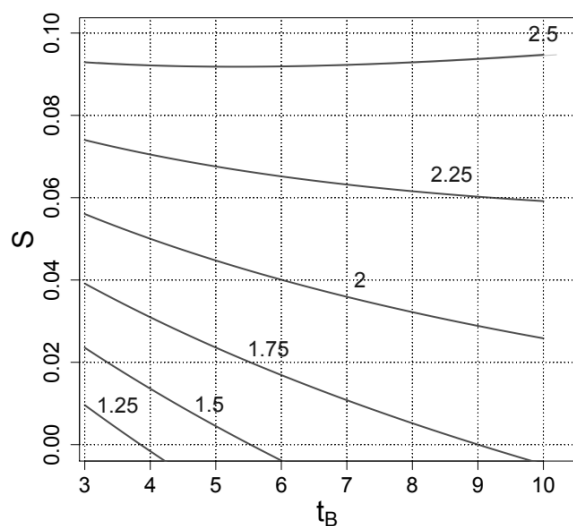
Рис. 1. Временные ряды суточных температур теплового периода года (май – сентябрь) для двух кластеров: а – наиболее холодного (северо-восток Европейской территории), б – наиболее теплого (юг Европейской территории). Светло-серый цвет использован для суточных значений, темно-серый – для тренда.



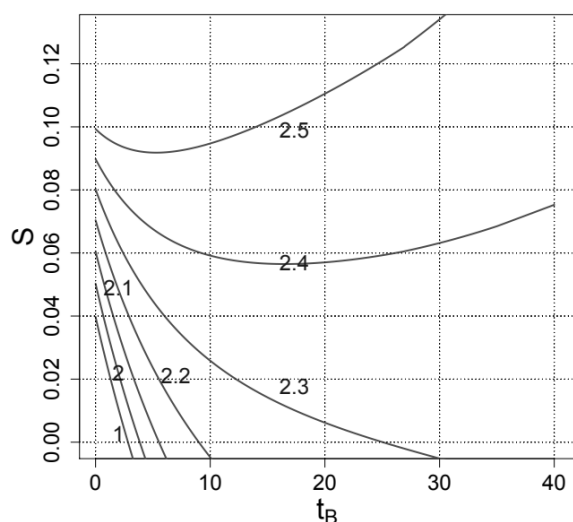
## 5. ПРОВЕДЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На основе разработанной модели теплообмена в конденсаторе был выполнен цикл параметрических расчетов, в которых рассматривалось изменение чувствительности  $S$  температуры в конденсаторе  $t_k$  к изменению температуры наружного воздуха  $t_{н.в.}$  во всем диапазоне конструктивных и режимных параметров, характерных для работы промышленной конденсаторной установки (рис. 2). В частности, было рассмотрено влияние следующих переменных:

- удельной паровой нагрузки;
- коэффициента, учитывающего состояние поверхности теплообмена конденсатора и материал его трубок;
- внутреннего диаметра трубок конденсатора;
- площади поверхности теплообмена.



а



б

Рис. 2. Пример зависимости чувствительности температуры в конденсаторе ПТУ от температуры охлаждающей воды  $t_b$ : а – при низкой температуре охлаждающей воды, б – при температурах  $t_b$ , характерных для теплого периода года.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование метода ВТИ дало возможность разработать модель, адекватно отражающую основные особенности теплообмена в конденсаторе промышленной паротурбинной установки. Порядок влияния изменения температуры атмосферного воздуха на термодинамическую эффективность паротурбинной установки составил 0,01% (абс) на 1°C.

Чувствительность к повышению температуры, как правильно, наиболее высока при низких температурах охлаждающей воды. Это означает, что режимные эффекты от климатических изменений будут наиболее выражены зимой.

При высоких скоростях охлаждающей воды зависимость чувствительности от температуры охлаждающей воды становится немонотонной в диапазоне между 10°C и 20°C.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 18-79-10255).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. М. Бродов, К. Э. Аронсон, А. Ю. Рябчиков, М. А. Ниренштейн Современное состояние и тенденции в проектировании и эксплуатации водоохлаждаемых конденсаторов паровых турбин ТЭС и АЭС // Теплоэнергетика. 2019. № 1. С. 21-33.
2. IPCC, 2022. Climate Change 2022: Impacts, Adaptation, and Vulnerability. Contribution of Working Group II to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change / H.-O. Pörtner, D.C. Roberts, M. Tignor, E.S. Poloczanska, K. Mintenbeck, A. Alegria, M. Craig, S. Langsdorf, S. Löschke, V. Möller, A. Okem, B. Rama (eds.). Cambridge University Press. In Press.
3. Дудолин А. А., Крашенинников С. М. Исследование вопросов оптимизации схем и параметров ПГУ-ТЭЦ на базе ГТУ средней мощности для условий Российской Федерации // Новое в российской электроэнергетике. 2018. № 6. С. 34-45.
4. Г.А. Тюсов, Е.М. Акентьева, Т.В. Павлова, И.М. Школьник Оценки возможного влияния изменений климата на функционирование объектов энергетики в России // Метеорология и гидрология. 2017. № 12. С. 47–57.
5. Klimentko V.V., Fedotova E.V., Tereshin A.G. Vulnerability of the Russian power industry to the climate change // Energy. 2018. V. 142. P. 1010–1022.
6. Минко К.Б., Янькова Г.Г., Артемов В.И., Крылов В.С., Клементьев А.А. Инженерная модель конденсации пара из движущейся парогазовой смеси на поверхности пучка из гладких горизонтальных труб // Теплоэнергетика. 2021. № 9. С. 51–63.
7. Современная ситуация и тенденции в проектировании и эксплуатации конденсаторов мощных паровых турбин ТЭС и АЭС / Ю. М. Бродов, К. Э. Аронсон, А. Ю. Рябчиков, М. А. Ниренштейн, Н. В. Желонкин, Д. В. Брезгин, И. Б. Мурманский, Н. Гомборагчааю Под ред. Ю.М. Бродова. Екатеринбург. : Изд-во Урал. ун-та, 2019. 104 с.
8. Булыгина О.Н., Разуваев В.Н., Александрова Т.М. Массив данных суточной температуры воздуха и количества осадков на метеорологических станциях России и бывшего СССР (ТТТТ): Свид. о гос. регистрации базы данных No 2014620942. 2014

О.А. Кабов<sup>1</sup>, К.В. Золотарев<sup>2</sup>, Винокуров В.В.<sup>1,2</sup>, Винокуров В.А.<sup>1</sup>, Фиников К.А.<sup>3</sup>,  
Пуховой М.В.<sup>1,2</sup>, Быковская Е.Ф.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>ЦКП «СКИФ», 630090, Новосибирск, пр. Морской, 2

<sup>3</sup>Сибирский федеральный университет, 660041, Красноярск, пр. Свободный, 79

## ПРОБЛЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ CVD-АЛМАЗНЫХ ФИЛЬТРОВ СИБИРСКОГО КОЛЬЦЕВОГО ИСТОЧНИКА ФОТОНОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Из-за высокой плотности энергии в синхротронном пучке, нахождения большей части устройств рабочих станций в вакууме, высоких требований к тепловым деформациям оптических элементов, обеспечение теплового менеджмента любых элементов рабочих станций, использующих синхротронное излучение (СИ), представляет собой уникальные, сложные, не типовые задачи. Работа посвящена разработке эффективных систем охлаждения CVD-алмазных фильтров рабочих станций синхротрона СКИФ, создающегося в Новосибирске.

### 2. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООВОГО МЕНЕДЖМЕНТА ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ РАБОЧИХ СТАНЦИЙ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ СИ

В Новосибирске ведется строительство «Сибирского кольцевого источника фотонов» – синхротрона «СКИФ». На первом этапе будет создано шесть исследовательских рабочих станций для характеристики структуры объектов в прикладной и фундаментальной науке: материаловедении, новых магнитных и сверхпроводниковых материалах, катализаторах, источниках тока, нанoeлектронике, геологии, медицине, биологии и археологии. В двух из них СИ создается сверхпроводящими вигглерами. При этом полная мощность излучения приближается к 49 кВт, а плотность мощности на оси будет составлять до 92 кВт/мрад<sup>2</sup>. Конструкции существующих рабочих станций уникальны, определены временем их создания и назначением. Все элементы требуют особого теплового менеджмента, так как они находятся в высоком вакууме (10<sup>-9</sup> Па). Коллиматоры и гасители пучка должны рассеять в виде тепла мощности масштаба 20-50 кВт. Типичными плотностями энергии пучка в начале линии рабочей станции являются величины порядка 1000 МВт/м<sup>2</sup> [1]. Тепловые фильтры, являющиеся ещё и вакуумными затворами, призваны поглощать мощности порядка 1 кВт. Рассеиваемые плотности энергии для них составляют десятки МВт/м<sup>2</sup> [2-3]. Ко всем оптическим элементам предъявляются высокие требования по надежности и, дополнительно, по предельно допустимым величинам деформаций [4]. Требования к допустимым линейным деформациям, вызванным возникающими градиентами температуры в теле оптического элемента, порой составляют менее 0,1 мкм на масштабах длины порядка 100 мм. Вышесказанное требует

специальных подходов к температурному менеджменту элементов рабочих станций. На практике применяются каналные и миниканальные схемы охлаждения.

Одним из наиболее сложных для охлаждения устройств являются тепловой алмазный фильтр, имеющий в своем составе монокристаллическую пластину CVD-алмаза, полученную методом химического осаждения из газовой фазы, диаметром 30-90 мм и толщиной 50-400 мкм, [5]. Фильтры располагаются перпендикулярно оси синхротронного излучения и предназначены для фильтрации спектра излучения, а также для вывода пучка из области глубокого вакуума к оптическим системам рабочей станции. В создаваемой рабочей станции плотность тепловой мощности, воспринимаемая первыми тепловыми фильтрами, достигает 20 МВт/м<sup>2</sup>. Возможность отвести от этого элемента тепло, выделяющееся при поглощении излучения рабочего пучка без значимых деформаций и нарушения целостности алмазной пластины, определяет во многом класс источника синхротронного излучения, то есть фактическую яркость пучка, доступную потребителю. Пример промышленного теплового фильтра, используемого для рассеивания относительно не высоких удельных тепловых потоков, представлен на рис.1 [6].



Рис.1. Фотография теплового фильтра СИ, на основе CVD-алмаза, выпускаемого промышленностью, [6].

### 3. РАЗРАБОТКА И РАСЧЕТ ТЕПЛООВОГО АЛМАЗНОГО ФИЛЬТРА

Важной особенностью теплопередачи в этой системе является наличие контактных сопротивлений между оптическим элементом и системой охлаждения, связанной с тем, что оптическое устройство находится в вакууме. Для существенного снижения контактного сопротивления между алмазным фильтром и системой охлаждения, а также для вакуумной герметизации предложено применить тонкую пленку жидкого металла между ними. Для

центральной области фильтра приемлемыми являются температуры 500-600 °С, охлаждаемая периферия может иметь температуры порядка 150 °С, [7]. При разработке системы охлаждения проводились расчеты с использованием пакета ANSYS Fluent распределения температуры [8], величин деформаций и термических напряжений в центральном сечении алмазного фильтра толщиной 300 мкм и диаметром 70 мм. Результаты численных расчетов для ряда тепловых потоков показаны на рис. 2. Установлено, что температура фильтра ниже 600 С возможна при предельной величине теплового потока от пучка СИ величиной немногим больше 20 МВт/м<sup>2</sup>.

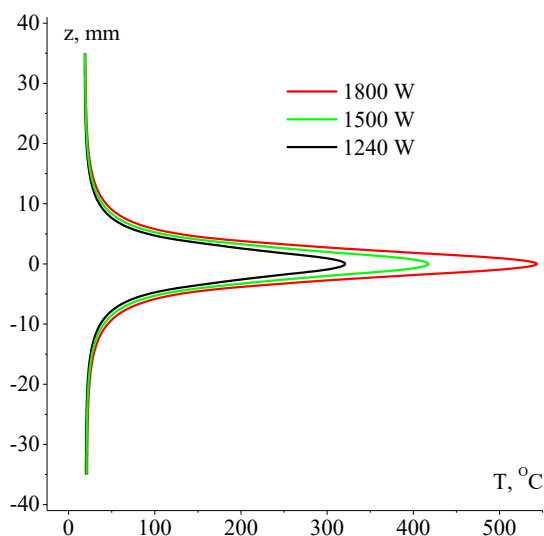


Рис.2. Профиль температуры  $T(0,0,z)$  в алмазной пластине  $\varnothing 70\text{мм} \times 0.3 \text{ мм}$ .

Для расчета деформаций использовалось рассчитанное 3D-распределение температуры CVD-алмаза. Максимальные эквивалентные напряжения на CVD-алмазе составили 842.7 МПа, рис. 3. Предел прочности для CVD-алмаза составляет 1200 МПа. То есть по величинам напряжений предложенная схема охлаждения позволяет не превышать максимально допустимого значения при тепловыделении на части фильтра, открытой для синхротронного излучения мощностью 1800 Вт. На рис. 4 представлено распределение полной деформации в CVD-алмазе, выраженное в миллиметрах. Максимальное значение составляет 1.85 микрон.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан эффективный вариант охлаждения CVD-алмазных фильтров с помощью мини-каналов, при котором максимальная температура алмазной пластины (342.6 С) и тепловые деформации (842.7 МПа) с запасом не превышают предельных значений для температуры (500-600 С) и предела прочности (1200 МПа). Расчеты показывают, что предложенный вариант охлаждения удовлетворяет требованиям рабочих станции первой очереди источника синхротронного излучения «СКИФ».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Biasi J.C., Plan B., Zhang L.** Design and performance of ESRF high-power undulator front-end components // *J Synchrotron Radiat.* 2002 1; 9(Pt 1) 44-6.
2. **Wang H., Barg B., Mountford B.** et al. 2015 A case study of a high heat load equipment at the Australian Synchrotron // [Электронный ресурс]. – <https://www.researchgate.net/publication/255536040> (дата обращения 01.03.2021).
3. **Schulte-Schrepping H. and Hahn U.** Hard X-ray Wiggler Front End Filter Design. // *AIP Conference Proceedings* 879, 1042 (2007)
4. **Liang H., Cao G., Gao L.** et al. A High Heat Load Double Crystal Monochromator and Its Cryo Cooling System for Heps // *10th Mechanical Engineering Design of Synchrotron Radiation Equipment and Instrumentation, MEDSI2018* 2018 978-3-95450-207-3
5. **Blumer H., Ulrich J., Betemps R.** et al. (2006). CVD Diamond Vacuum Window for Synchrotron Radiation Beamlines. ReserachGate [Электронный ресурс]. – <http://medsi2006.spring8.or.jp/proc/53-1.pdf> (дата обращения 01.05.2021).
6. **Diamond Optical Vacuum Windows. Diamond Materials GmbH, Freiburg, Germany** // [Электронный ресурс]. – [www.diamond-materials.com](http://www.diamond-materials.com) (дата обращения 01.06.2021).
7. **Schildkamp W., Nikitina L.** Manufacturing of diamond windows for synchrotron radiation. // *The Review of scientific instruments.* 2012, 83. 095104. 10.1063/1.4748265.
8. **Kabov O., Zubavichus Ya., Cooper K** et al. Features of device cooling in wiggler synchrotron workstations // *Journal of Physics: Conference Series.* 2021. 2057. 012028. 10.1088/1742-6596/2057/1/012028.

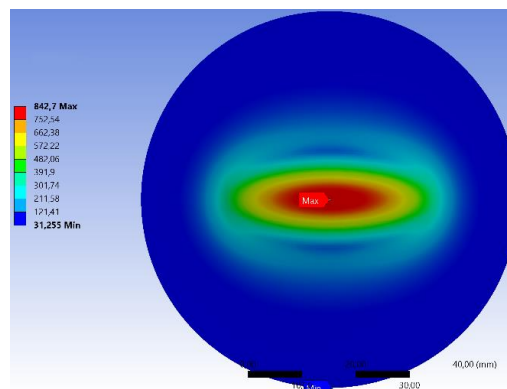


Рис.3. Распределение эквивалентных напряжений (по Mises), Мпа, в алмазной пластине  $\varnothing 70 \text{ мм} \times 300 \text{ мкм}$ .

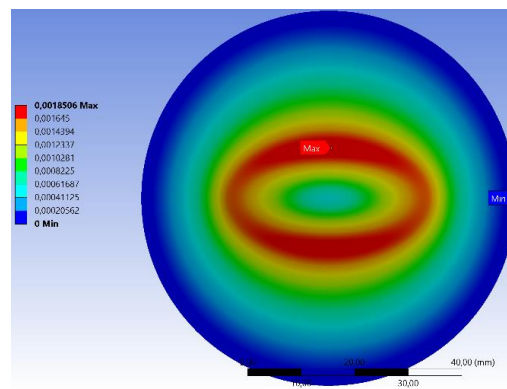


Рис.4. Распределение деформаций (мм), в алмазной пластине  $\varnothing 70 \text{ мм} \times 300 \text{ мкм}$

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА ОТ ТОКА И МОЩНОСТИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Общие свойства тлеющего разряда и его применения описаны в монографии [1]. Этот вид разряда можно рассматривать как задачу теплообмена с внутренними источниками тепла. Некоторые экспериментальные работы проводились в работах [2-10]. Целью данной работы является дальнейшее экспериментальное исследование зависимости температурного газа в тлеющем разряде от газодинамических параметров потока и электрических параметров разряда.

### 2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Температура газа измерялась термопарным методом в шести точках внутри разрядной камеры. Значения температуры газа в плазме тлеющего разряда были получены при различных параметрах потока. Тлеющий разряд зажигался в потоке воздуха, движущегося в цилиндрической разрядной камере. Медные электроды 1 и 2 располагались перпендикулярно к направлению потока воздуха на расстоянии 6 см друг от друга по оси разрядной камеры. Давление газа  $P$  и его расход  $G$  изменялись в интервале значений:  $P = (2,5 - 5,5)$  кПа;  $G = (0 - 0,035)$  г/с. Сила тока разряда  $I$ , и вкладываемая в разряд мощность  $N$  изменялись соответственно в диапазонах:  $I = (30-80)$  мА,  $N = (30 - 80)$  Вт. Схема экспериментальной установки показана на рис.1.

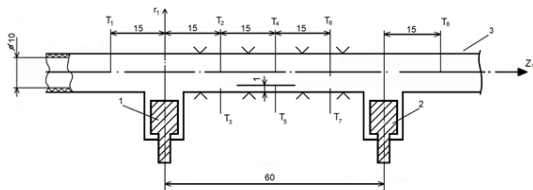


Рис.1. Схема разрядной камеры для измерения температуры газа в плазме тлеющего разряда.

Разряд зажигался в промежутке между электродами 1 и 2 в кварцевой трубке 3, можно было изменять полярность электродов. На рис.1 показаны места расположения восьми термопар и расстояния между ними в миллиметрах. Термопары  $T_1$  и  $T_8$  позволяли измерять температуру газа соответственно на входе и выходе из зоны разряда, что позволяет подсчитать энергию, уносимую потоком газа. Три термопары  $T_2$ ,  $T_4$ ,  $T_6$  были расположены таким образом, что позволяли измерять температуру в

центре разрядной камеры, а также получить распределение этой температуры вдоль потока газа. Еще три термопары  $T_3$ ,  $T_5$ ,  $T_7$  располагались в тех же сечениях разрядной камеры, что и указанные выше термопары  $T_2$ ,  $T_4$ ,  $T_6$ , но их измерительные спай находились не в центре кварцевой трубки, на расстоянии 1мм от ее внутренней стенки. Таким образом, нечетные термопары позволяли измерять температуру газа вблизи стенки разрядной камеры в трех сечениях, а также распределение температуры по ее радиусу. Температуры газа измерялись остеклованными хромель-алюмелевыми термопарами после установления стационарного режима, что определялось по стабильности значений входных и выходных параметров. Расход газа измерялся ротаметрами типа РС-3 и РС-3А и образцовыми манометрами типа МО. Давление газа в разрядной камере измерялось U-образным ртутным манометром, а давление в рабочем помещении – барометром-анероидом БА типа БВ.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

На рис.2 приведены зависимости температуры нейтральных частиц от тока разряда, где  $T_4$  – температура на оси разрядной камеры, а  $T_5$  – температура на расстоянии 1 мм от стенки разрядной камеры. Аналогичные зависимости температуры нейтральных частиц от тока и мощности разряда получены также для температур  $T_2$ ,  $T_6$ ,  $T_3$  и  $T_7$ , где  $T_2$ ,  $T_6$  – температуры на оси разрядной камеры, а  $T_3$  и  $T_7$  – температуры на расстоянии 1 мм от стенки разрядной камеры.

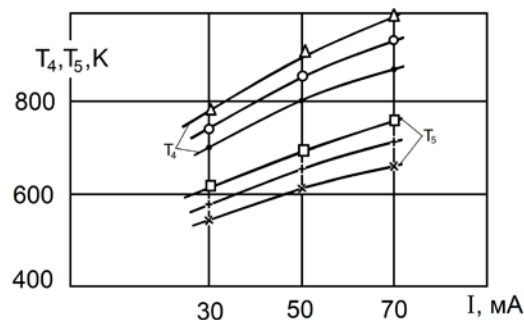


Рис. 2. Зависимости температуры газа от тока разряда при  $R = 0,005$  м и  $G = 0,007$  г/с. Обозначения: •, × →  $P=2,5$  кПа; ◦, + →  $P=3,9$  кПа; Δ, □ →  $P=5,5$  кПа.

Анализ полученных данных показывает уменьшение температуры по радиусу разрядной камеры и

ее повышение в направлении течения газа. Температура на оси разрядной камеры повышается с ростом тока, мощности разряда и давления. Повышение температуры с ростом мощности разряда происходит приблизительно по линейному закону со скоростью 6,5 К/Вт на оси и 4,0 К/Вт вблизи стенки разрядной камеры. Перепад температуры газа в радиальном направлении составляет примерно 200 К. При изменении давления газа в диапазоне  $P = (2,5 - 5,5)$  кПа, его температура как по оси разрядной камеры, так и вблизи ее поверхности, увеличивается примерно на 100 К. Это увеличение становится больше с ростом силы тока.

Выявлено также влияние увеличения расхода газа. Разряд в этом случае теряет осевую симметрию, и визуально наблюдаемая светящаяся область положительного столба разряда смещается от оси к внутренней поверхности разрядной камеры. В соответствии с этим изменяется распределение внутренних источников тепла и температуры газа. Термопары, которые находятся в центре разрядной камеры практически попадают в зону нейтрального газа. Зависимость температуры газа от вкладываемой в разряд мощности, а также влияние расхода воздуха показано на рис.3.

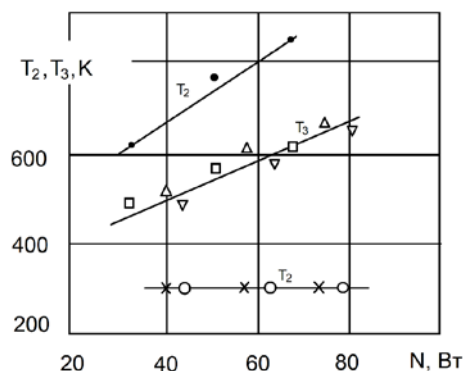


Рис. 3. Зависимости  $T_2$  и  $T_3$  от мощности разряда при  $R = 0,005$  м и  $P = 2,5$  кПа. Обозначения: ●, □ -  $G=0,007$  г/с, Δ, x -  $G=0,017$  г/с, ▽, ○ -  $G=0,035$  г/с.

При расходе воздуха  $G = 0,007$  г/с разряд занимает почти все пространство разрядной камеры, и в таких условиях температура газа максимальна на оси разрядной камеры, что согласуется с данными рис.2. При увеличении расхода воздуха от  $G = 0,007$  г/с до  $G = 0,017$  г/с происходит отклонение разряда от оси под действием усиленного потока газа. В этом случае при  $G = 0,017$  г/с, термопары  $T_2$ ,  $T_4$ , и  $T_6$  находятся за пределами светящейся области. С этим связано резкое понижение температуры газа на оси разрядной камеры при изменении расхода воздуха в диапазоне  $G = (0,007 - 0,017)$  г/с (рис.3). Например, температура  $T_2$  при  $G = (0,017 - 0,035)$  г/с остается равной комнатной температуре и не изменяется с увеличением мощности разряда до 80 Вт. В работе также получены распределения температуры газа для различных  $I$  и  $G$  по длине разрядной камеры. На оси при  $I = 30$  мА в диапазоне расхода воздуха  $G = (0,007 - 0,035)$  г/с температура газа на выходе разрядной камеры повышается на (50 – 400) К. В этих

же условиях прирост температуры газа вблизи стенки составляет 250 К и слабо зависит от расхода. С ростом тока температура газа повышается, однако характер ее распределения по длине разрядной камеры качественно не изменяется.

#### 4.ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье экспериментально измерены температуры газа в продольном тлеющем разряде в следующем диапазоне параметров:  $P = (2,5 - 5,5)$  кПа;  $G = (0 - 0,035)$  г/с,  $I = (30 - 80)$  мА,  $N = (30 - 80)$  Вт. Температура газа измерялась контактным методом с помощью остеклованных хромель-алюмелевых термопар в шести точках непосредственно в зоне разряда, а также на входе и выходе газа из разрядной камеры. Приведены зависимости температуры газа от тока разряда и вкладываемой в него мощности. С ростом вкладываемой мощности происходит повышение температуры газа приблизительно по линейному закону со скоростью 6,5 К/Вт на оси разряда и со скоростью 4,0 К/Вт вблизи стенки разрядной камеры. Выявлено существенное влияние потока газа на структуру разряда: с увеличением расхода газа разряд теряет диффузную форму и сжимается к стенке разрядной камеры. Поэтому температура на оси разряда резко уменьшается. Результаты измерений также позволяют построить распределения температуры газа по оси разрядной камеры и оценить радиальный перепад температур.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 459 с.
2. B.A. Timerkaev et al. Longitudinal distribution of electrical parameters in normal glow discharge// Journal of Physics: Conf. Series 567 (2014) 012036.
3. A.S. Kiselev, D.K. Kostrin, A.A. Lisenkov and E.A. Smirnov. Determination of the plasma parameters of a glow discharge in long tubes// Journal of Physics: Conf. Series 789 (2017) 012027
4. Yunusov R.F. Heat transfer in a longitudinal glow discharge// Journal of Physics: Conf. Series 789 (2017) 012069.
5. Yunusov R.F., Garipov M.M. Experimental study of heat transfer in a longitudinal glow discharge// Journal of Physics: Conf. Series 927 (2017) 012076.
6. Yunusov R.F., Garipov M.M., Yunusova E.R. Heat Balance in the Positive Column of a Glow Discharge// Journal of Physics: Conf. Series 1058 (2018) 012051.
7. Yunusov R.F., Garipov M.M. Experimental study of the energy characteristics of a longitudinal Glow Discharge// Journal of Physics: Conf. Series 1328 (2019) 012102.
8. Yunusov R.F., Garipov M.M. Experimental study of transient processes in a Glow Discharge// Journal of Physics: Conf. Series 1370 (2019) 012032.
9. Yunusov R.F., Garipov M.M. Features of Glow Discharge burning between a hollow cathode and a mesh anode// Journal of Physics: Conf. Series 1588 (2020) 012064.
10. Yunusov R.F., Yunusova E.R. Investigation of the electric field of the plasma ball// Journal of Physics: Conf. Series 1683 (2020) 032006.

## ВЛИЯНИЕ СКОЛЬЖЕНИЯ И ТЕПЛООВОГО КРИПА НА РЕЖИМЫ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕПЛООВОГО СМЕШЕНИЯ В Т-МИКРОМИКСЕРЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Быстрое внедрение микросистемной техники, происходящее в последние несколько десятилетий, связано с их энергоэффективностью и низкой материалоемкостью. В ряде случаев такие устройства или системы являются единственно возможными. Так обстоит дело, например, при создании компьютеров нового поколения, в различных биомедицинских приложениях. Экспериментальное изучение микротечений по понятным причинам существенно ограничено, в основном удается измерить лишь некоторые интегральные характеристики, расход, перепад давления и т.п. Вместе с тем для использования и оптимизации различных микрофлюидных устройств требуется более подробная информация, которую можно получить посредством моделирования микротечений.

Основным направлением исследований современной микрофлюидики является разработка методов управления течениями и теплообменом в микроканалах. Отношение поверхности к объёму в микрофлюидных устройствах возрастает на несколько порядков по сравнению с их макроскопическими аналогами. В результате удается, например, получить чрезвычайно высокие коэффициенты теплопередачи, резкое увеличение поперечных градиентов температуры и концентрации, уменьшить габариты аппаратов, их материалоемкость и т.д. Однако, с уменьшением поперечного размера канала существенно возрастает его гидравлическое сопротивление. Так, например, перепад давлений при течении воды с температурой 20°C в круглом микроканале длиной 10 см и диаметром 50 мкм равен 0.255 атм, а при уменьшении диаметра до 10 мкм перепад давлений увеличивается до 32.8 атм. Поэтому с практической точки зрения необходимо не только обеспечить максимальный теплообмен, но и минимизировать сопротивление. С этой целью в микроканалах используют гидрофобные или даже ультрагидрофобные покрытия [1-3].

Обычно течение и теплообмен жидкостей в микроканалах вполне можно описывать методами механики сплошной среды [4], и моделировать их с использованием уравнений Навье-Стокса. При этом наличие гидрофобных покрытий при моделировании учитывается путем использования граничных условия скольжения вместо обычных для гидродинамики условий прилипания. Условия скольжения

типичны для течений разреженного газа [5, 6]. В этом случае длина скольжения пропорциональна длине свободного пробега молекул и зависит от коэффициентов accommodation, определяющих эффективность взаимодействия молекул газа со стенкой. В микроканалах скольжение на гидрофобных стенках имеет место и для жидкости, более того, длина скольжения может достигать десятков микрометров [7, 8]. Совершенно естественно, что наличие скольжения на стенке существенно снижает гидравлическое сопротивление.

Скольжение потока на стенке канала возникает, вообще говоря, не только из-за наличия градиента скорости потока вблизи поверхности, но в неизо-термических течениях и из-за наличия градиента температуры. Так что скорость течения на границе определяется в общем случае соотношением Максвелла-Смолуховского [9-11]:

$$u_f = u_w + k_1 \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_w + k_2 \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_w. \quad (1)$$

Здесь  $u_f$  и  $u$  – скорость флюида,  $u_w$  – скорость движения стенки канала,  $T$  – температура, индекс  $w$  означает значение соответствующей величины на стенке.  $x, y$  – координаты вдоль и перпендикулярно стенке канала, соответственно.  $k_1$  и  $k_2$  – соответственно коэффициенты скольжения и теплового скольжения.

Зависимость коэффициентов  $k_i$  от параметров течения в микроканалах с гидрофобными стенками изучена плохо. Известно только, что они могут меняться в достаточно широком диапазоне. Цель данной работы состоит в моделировании и изучении влияния скольжения (1) на характеристики течения и смешения в микроканалах. Коэффициенты  $k_i$  предполагаются константами и варьируются в достаточно широких пределах.

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННАЯ МЕТОДИКА

Рассматриваются течения несжимаемых ньютоновских жидкостей, которые описываются уравнениями Навье-Стокса

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0, \quad \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u u) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau, \quad (2)$$

где  $\rho$  – плотность,  $u$  – скорость, а  $p$  – давление жидкости,  $t$  – время,  $\tau = \mu(\nabla u)^s$  – тензор вязких напряже-

ний,  $\mu$  – коэффициент вязкости, а  $(\nabla u)^s$  означает симметричный бездивергентный тензор второго ранга.

Уравнение сохранения энергии в дальнейшем используется для энтальпии  $h$ :

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u h) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T), \quad (3)$$

здесь  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, а энтальпия среды вычисляется так:

$$h(T) = \int_{T_0}^T c_p(T) dT, \quad (4)$$

Температура среды  $T$  в каждой точке рассчитывается из уравнения (4) по вычисленному из уравнения (3) значению энтальпии.

При изучении теплообмена помимо теплоемкости необходимо учитывать зависимость от температуры плотности, вязкости и теплопроводности жидкости. Здесь они задавались следующими полиномами:

$$\begin{aligned} c_p(T) &= Z_0 + Z_1 T + Z_2 T^2 + Z_3 T^3 + Z_4 T^4 + Z_5 T^5 \\ \rho(T) &= a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 T^3 + a_4 T^4 \\ \mu(T) &= b_0 + b_1 T + b_2 T^2 + b_3 T^3 + b_4 T^4 + b_5 T^5 \\ \lambda(T) &= c_0 + c_1 T + c_2 T^2 + c_3 T^3 + c_4 T^4 \end{aligned}, \quad (5)$$

Коэффициенты для получения всех указанных характеристик приведены в табл. 1. В данных полиномах необходимо использовать температуру в градусах Цельсия. Выбор этих коэффициентов определялся из условия согласования (с высокой точностью) определенных соотношениями (5) величин с известными экспериментальными данными.

Граничные условия для решения уравнений (2), (3) принимаются в виде (1), то есть в общем случае учитывается скольжение на стенках канала. Детальное описание используемого численного алгоритма приведено в работах [12–17]. Этот алгоритм многократно тестирован и использовался при решении различных задач в последние десять лет.

Таблица 1. Коэффициенты в формулах (5)

$a_0$	999.90	$b_0$	$1.7806 \cdot 10^{-3}$	$c_0$	0.5609	$Z_0$	4218.79
$a_1$	$4.797 \cdot 10^{-2}$	$b_1$	$-5.84 \cdot 10^{-5}$	$c_1$	$1.95 \cdot 10^{-3}$	$Z_1$	-3.1667
$a_2$	$-7.403 \cdot 10^{-3}$	$b_2$	$1.26 \cdot 10^{-6}$	$c_2$	$-1.01 \cdot 10^{-6}$	$Z_2$	$9.504 \cdot 10^{-2}$
$a_3$	$4.02 \cdot 10^{-5}$	$b_3$	$-1.7 \cdot 10^{-8}$	$c_3$	$-1.28 \cdot 10^{-7}$	$Z_3$	$-1.389 \cdot 10^{-3}$
$a_4$	$-1.25 \cdot 10^{-7}$	$b_4$	$1.2 \cdot 10^{-10}$	$c_4$	$6.2 \cdot 10^{-10}$	$Z_4$	$1.0722 \cdot 10^{-5}$
		$b_5$	$-3.7 \cdot 10^{-13}$			$Z_5$	$-3.2042 \cdot 10^{-8}$

### 3. ВЛИЯНИЕ СКОЛЬЖЕНИЯ И ТЕПЛООВОГО СКОЛЬЖЕНИЯ НА СМЕШЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН

Систематически изучено влияние скольжения и теплового крипа на течение и смешение двух жидкостей в Т-образном микромиксере с размерами входных каналов:  $200 \text{ мкм} \times 200 \text{ мкм} \times 4,2 \text{ мм}$  и канала смешения –  $400 \text{ мкм} \times 200 \text{ мкм} \times 3 \text{ мм}$ . На стенках канала смешения заданы условия скольжения. Рабочей жидкостью была вода с зависящими от температуры свойствами. Температура жидкости на одном входе задавалась равной  $27^\circ\text{C}$ , а на другом –  $55^\circ\text{C}$ . Стенки адиабатические. Число Рейнольдса определялось по средней температуре жидкости ( $41^\circ\text{C}$ ) и варьировалось в пределах от единицы до двухсот. По числу Рейнольдса определялся массовый расход жидкости в канале смешения, затем половинный расход задавался на каждом из входов. Для идентификации смешения использовалась концентрация красителя, выступающая в роли пассивного скаляра, не влияющего на гидродинамику процесса. Коэффициент диффузии красителя в воды задавался постоянным и равным  $2.63 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{с}$ . Подробно режимы течения и смешения двух жидкостей в Т-образном микроканале с условиями прилипания на стенке изучены в работах [12, 13]. Было показано, что в таком канале реализуется несколько специфических режимов. Наибольший интерес представляет переход к режиму, в котором формируются S-образные вихри, существенно увеличивающие эффективность сме-

шения, которая определяется так:  $M = 1 - (\sigma/\sigma_0)^{0.5}$ , где  $\sigma = V^{-1} \int_V (f - \langle f \rangle)^2 dV$  – среднеквадратичное отклонение концентрации компонента  $f$  от его среднего значения  $\langle f \rangle$ ,  $\sigma_0 = \langle f \rangle \cdot (f - \langle f \rangle)$  – максимальное среднеквадратичное отклонение.

Сначала исследовался коэффициент  $k_1$ , который варьировался в пределах от 0 до  $10^{-4}$ . Далее в тех же пределах варьировался коэффициент  $k_2$ , при этом коэффициент  $k_1$  был постоянным и равным  $10^{-5}$ .

Выполненные систематические расчеты позволили установить ряд закономерностей процесса теплообмена и теплового смешения. В частности, установлено, что наличие скольжения оказывает существенное влияние на режимы течения и эффективность смешения с ростом числа Рейнольдса. С другой стороны, роль теплового крипа особенно заметна при увеличении температуры жидкости. С ростом числа Рейнольдса и увеличением длины скольжения растет процесс вихреобразования в канале. При одинаковых числах Рейнольдса, но с ростом длины скольжения, образующиеся вихри становятся более протяженными.

Влияние теплового крипа сложнее. Показано, что при высоких значениях коэффициента  $k_2$  картина смешения существенно меняется. Режим крупномасштабных S-образных вихрей сменяется другим, характеризующимся появлением большого числа мелких вихрей. При этом подобная мелко-масштабная многовихревая структура формируется в более горячей жидкости.

Пример полученной зависимости эффективности смешения от числа Рейнольдса для различных значений длины скольжения  $k_1$  и коэффициента теплового крипа  $k_2$  приведены, соответственно, на рис. 1 и 2.

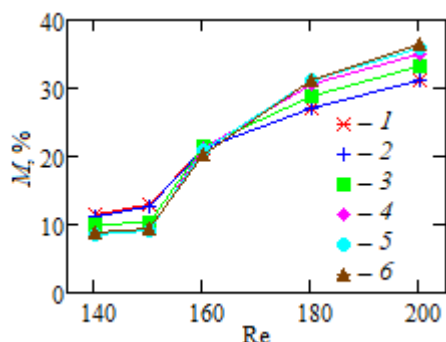


Рис. 1. Эффективность смешения при различных числах Рейнольдса: 1 –  $k_1 = 0$ , 2 –  $k_1 = 10^{-6}$ , 3 –  $k_1 = 10^{-5}$ , 4 –  $k_1 = 2.5 \cdot 10^{-5}$ , 5 –  $k_1 = 5 \cdot 10^{-5}$ , 6 –  $k_1 = 10^{-4}$ .

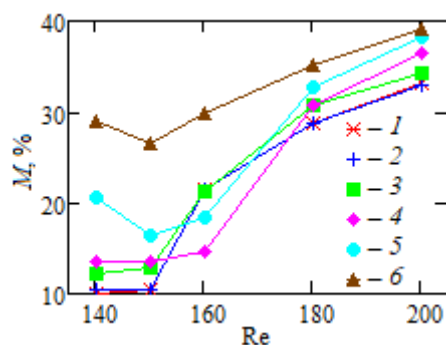


Рис. 2. Эффективность смешения при различных числах Рейнольдса: 1 –  $k_2 = 0$ , 2 –  $k_2 = 10^{-6}$ , 3 –  $k_2 = 10^{-5}$ , 4 –  $k_2 = 2.5 \cdot 10^{-5}$ , 5 –  $k_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ , 6 –  $k_2 = 10^{-4}$ .  $k_1 = 10^{-5}$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении формулируются основные выводы, полученные в работе, и обсуждаются физические причины установленных закономерностей. Кроме того, обсуждаются физические причины появления скольжения и теплового крипа в реальных микротечениях.

Работа выполнена при финансировании Российского научного фонда (соглашение № 20-19-00043).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bounds C.O., Upadhyay J., Totaro N., Thakuri S., Garber L., Vincent M., Huang Z., Hupert M., Pojman J.A.** Fabrication and characterization of stable hydrophilic microfluidic devices prepared via the in situ tertiary-amine catalyzed Michael addition of multifunctional thiols to multifunctional acrylates // *ACS Applied Materials & Interfaces*. 2013. V.5. No. 5. P. 1643-1655.
2. **Lee A.W.H., Gates B.D.** Rapid covalent modification of silicon oxide surfaces through microwave-assisted reactions with alcohols // *Langmuir*. 2016. V. 32. No. 29. P. 7284-7293.
3. **Huang Q.-Z., Fang Y.-Y., Liu P.-Y., Zhu Y.-Q., Shi J.-F., Xu G.** A novel strategy for durable superhydrophobic coating on glass substrate via using silica chains to fix

- silica particles // *Chemical Physics Letters*. 2018. V. 692. P. 33-37.
4. **Современные проблемы микро- и нанофлюидики.** / В.Я. Рудяк, А.В. Минаков. Новосибирск: Наука, 2016. 298 с.
5. **Cercignani C.** Theory and Application of the Boltzmann Equation. Edinburgh, London Scottish Academic Press, 1975. 415 p.
6. **Gad-el-Hak M.** The Fluid Mechanics of Microdevices: The Freeman Scholar Lecture // *ASME— Journal of Fluids Engineering*. 1999. V. 121. P. 5-33.
7. **Ou J., Perot B., Rothstein P.** Laminar drag reduction in microchannels using ultrahydrophobic surfaces // *Phys. Fluids*. 2004. V. 16. P. 4635–4643.
8. **Besson E., Gue A.-M., Sudor J., Korri-Yousoufi H., Jaffrezic N., Tardy J.** A Novel and Simplified Procedure for Patterning Hydrophobic and Hydrophilic SAMs for Microfluidic Devices by Using UV Photolithography // *Langmuir*. 2006. V. 22. No. 20. P. 8346–8352.
9. **Maxwell C. J.** On stresses in rarefied gasses arising from inadequacies of temperature // *Phil. Trans. Roy. Soc. I*. 1897. V. 170. P. 231–256.
10. **von Smoluchowski M.** Ueber warmeleitung in verdunnten gasen // *Annalen der Physik und Chemi*. 1898. V. 300. No. 1. P. 101-130.
11. **Рудяк В.Я.** Статистическая аэрогидромеханика гомогенных и гетерогенных и гетерогенных сред. Т. 1. Кинетическая теория. Новосибирск: НГАСУ. 2004. 320 с.
12. **Rudyak V.Ya., Minakov A.V., Gavrilov A.A., Dekterev A.A.** Application of a new numerical algorithm of solving the Navier–Stokes equations for modeling the work of a viscometer of the physical pendulum type // *Thermophysics & Aeromechanics*. 2008. V. 15, P. 333–345.
13. **Minakov A.V., Rudyak V.Ya., Gavrilov A.A., Dekterev A.A.** On the optimization of the mixing process of liquids in microchannels // *J. of Siberian Federal Univ. Math. & Phys.* 2010. V. 3, No. 2. P. 146–156.
14. **Gavrilov A.A., Minakov A.V., Dekterev A.A., Rudyak V.Ya.** A numerical algorithm for modeling laminar flows in an annular channel with eccentricity // *J. of App. and Ind. Math.* 2011. V. 5, No. 4. P. 559–568.
15. **Lobasov A.S., Minakov A.V.** Analyzing mixing quality in a T-shaped micromixer for different fluids properties through numerical simulation // *Chem. Eng. Proc.: Proc. Intens.* 2018. V. 124. P. 11-23.
16. **Minakov A., Rudyak V., Dekterev A., Gavrilov A.** Investigation of slip boundary conditions in the T-shaped microchannel // *Int. J. Heat and Fluid Flow*. 2013. V. 43. P. 161–169.
17. **Lobasov A.S., Minakov A.V., Kuznetsov V.V., Rudyak V.Y., Shebeleva A.A.** Investigation of mixing efficiency and pressure drop in T-shaped micromixers. // *Chem. Eng. Proc.: Proc. Intens.* 2018. V. 134. P. 105-114.



## ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЯДЕРНОЙ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЭНЕРГОТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ВОДОРОДА И ДРУГИХ ИННОВАЦИОННЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Представленные результаты теплогидравлических, нейтронно-физических и технологических исследований в обоснование необходимых параметров высокотемпературной (900–950 °С) реакторной установки (РУ) мощностью 600 МВт (тепл.) на базе реактора БН-600 с натриевым теплоносителем для производства водорода на основе одного из термохимических циклов или высокотемпературного электролиза с высоким коэффициентом теплового использования электроэнергии, показывают, что относительная малогабаритность, вид теплоносителя, выбор делящегося вещества и конструктивных материалов позволяют создать реактор с внутренними присущими ему свойствами, обеспечивающими повышенную ядерную и радиационную безопасность.

Для реализации технологии быстрых реакторов с высокотемпературным натриевым теплоносителем (БН-ВТ) в промышленных масштабах предстоит решить проблемы технической реализации их конструкции с обоснованием ядерно-физических и теплофизических характеристик, применимости выбранных жаропрочных конструктивных корро-

зионно- и радиационно-стойких материалов для оболочек твэлов, корпуса реактора и конструктивных элементов при высоких температурах на длительный ресурс работы реактора, разработки и обоснования технологических систем контроля примесного состояния и очистки от примесей высокотемпературного натриевого теплоносителя на длительный ресурс.

Реакторная установка включает ядерный реактор на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем, три петли системы аварийного отвода тепла (САОТ), три комплекта оборудования петель второго контура для передачи высокопотенциального тепла от реактора к химическим установкам, производящим водород, или газотурбинной установке для снабжения химических агрегатов электрической энергией (рис. 1).

За основу конструкции реактора выбран успешно работающий уже более 40 лет реактор БН-600 [1]. Основные технические характеристики высокотемпературной РУ приведены в таблице 1.

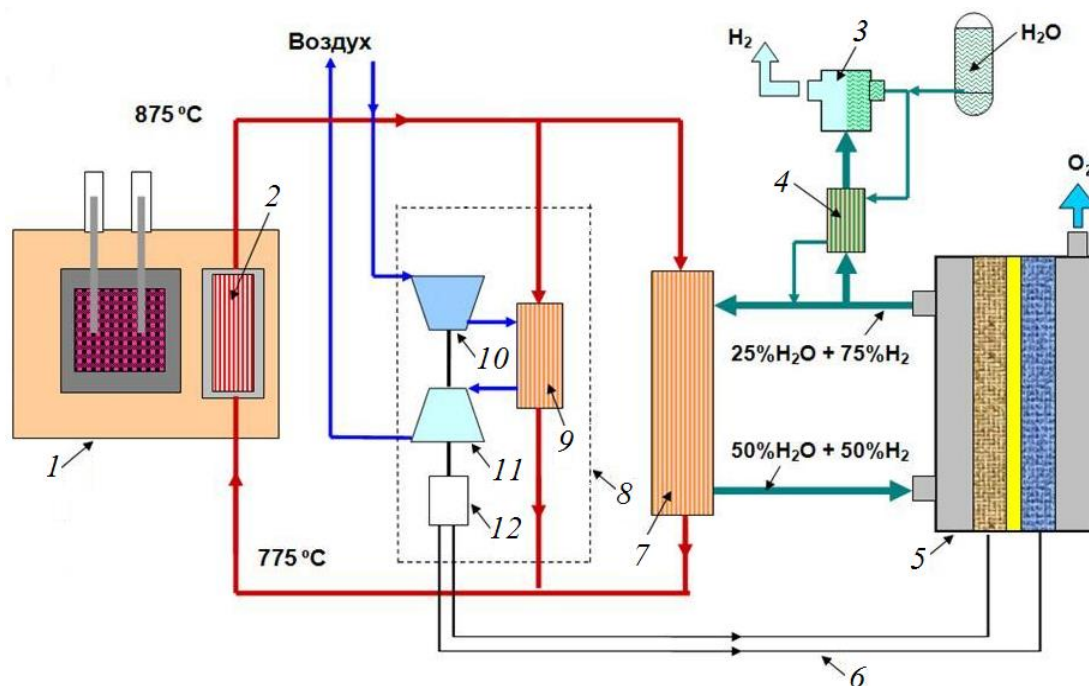


Рис. 1. Схема реакторной установки для производства электроэнергии и водорода на основе технологии твердооксидного электролиза воды: 1 – быстрый реактор; 2 – промежуточный теплообменник; 3 – сепаратор водорода; 4 – теплообменник; 5 – твердооксидный электролизер; 6 – электроэнергия на электролизер; 7 – парогенератор; 8 – газотурбинная установка; 9 – теплообменник; 10 – компрессор; 11 – турбина; 12 – электрогенератор

Таблица 1. Основные технические характеристики высокотемпературной РУ

Наименование технического параметра, размерность	Величина параметра
Номинальная тепловая мощность, МВт	600
Количество теплоотводящих петель	3
Температура теплоносителя, °С:	
– на входе в активную зону	800
– на выходе из активной зоны	900
– на входе в ПТО	775
– на выходе из ПТО	875
Расход натрия через один ПТО, кг/с	1379
Абсолютное давление теплоносителя на входе в активную зону, МПа	≤ 1,0
Избыточное давление в газовом объеме реактора, МПа	0,054

Предложенная интегральная компоновка основного оборудования первого (радиоактивного) контура в баке реактора с основными и страховочными корпусами, что способствует достижению высокого уровня безопасности и позволяет исключить боксы вспомогательных систем I контура. В качестве начального этапа, а также исходя из готовности технологии БН, предлагается максимально сохранить конструкцию реактора, использовать урановое оксидное топливо, изменив только уровень температур [2]. Активная зона РУ состоит из набора сборок – ТВС, стержней СУЗ, ИН, ССЗ и СБЗ, расположенных в реакторе по треугольной решетке со средним шагом 98,35 мм. Активная зона включает в себя 369 урановых ТВС трех типов обогащения, 27 стержней СУЗ, два источника нейтронов. По радиусу активная зона разбита на три зоны, отличающиеся друг от друга обогащением топлива. ТВС содержит части верхнего и нижнего торцевых экранов из таблеток диоксида обедненного или естественного урана, размещенных в общей оболочке с топливными таблетками.

Температурный режим активной зоны реактора на быстрых нейтронах, ее элементов и теплоносителя определяется многими физическими, теплотехническими и термомеханическими характеристиками активной зоны реактора [3]. Расчетные исследования температурного режима активной зоны с учетом влияния формоизменения ТВС и твэлов в процессе кампании, а также других параметров, имеющих закономерный и статистический характер, выполненные по программе МИФ [4] с использованием метода Монте-Карло, показали, что температура оболочки твэлов в эксплуатационных режимах установки не превышает 1000 °С.

Поскольку интенсивность источников водорода, поступающего из третьего контура установки во второй, по сравнению с АЭС БН-600 возрастает на два – три порядка, предложены принципиально новые технологические решения очистки натриевого теплоносителя от примесей. Условием их реализации является повышение концентрации водорода в натрии на два – три порядка по сравнению с современными АЭС в сочетании с удалением водо-

рода из натрия вакуумированием через мембраны из ванадия или ниобия.

Возможность работы ядерного реактора БН-ВТ в составе комплекса по производству водорода обоснована в результате проведенных расчетных исследований, показавших, что попадание водорода в пределах возможных допусков практически не сказывается на нейтронно-физических характеристиках реактора и не сказывается на параметрах безопасности реактора.

В результате проведенного анализа показана возможность использования при повышенных концентрациях водорода в натрии и концентрациях кислорода меньших 2 млн<sup>-1</sup> конструкционных материалов, таких как молибден, ниобий, стали ЭП-912-ВД, ЭИ-847, ЭИ-732 [5, 6].

Анализ поведения примесей в жидкометаллических системах высокотемпературной РУ в различных режимах эксплуатации показывает, что очистка теплоносителя от примесей в режимах приема натрия из транспортных емкостей, ПНР и стояночных может производиться холодными ловушками (ХЛ). В режимах приема натрия из транспортных емкостей и ПНР могут быть использованы обычные схемы подключения ХЛ. Во избежание науглероживания конструкционных материалов, перед выходом на номинальные параметры может потребоваться очистка от углерода горячей ловушкой [5]. Для минимизации диффузии цезия в конструкционные материалы должна быть обеспечена глубокая очистка натрия от цезия.

При возрастании потоков водорода из третьего контура во второй на два-три порядка по сравнению с источниками водорода на АЭС с БН-600 создание компактных систем очистки (СО) с необходимой производительностью возможно при концентрациях водорода десятки миллионов в минус первой степени, так как производительность СО в первом приближении пропорциональна концентрации водорода в натрии. При этом очистку натрия от водорода и трития следует производить не ХЛ, а вакуумированием их через мембраны из ванадия или ниобия [7]. Сочетание этих двух факторов позволит создать компактные высокоэффективные

системы очистки натрия от водорода.

Учитывая возрастание скорости коррозии конструкционных материалов и массопереноса примесей при повышении температуры в контурах, разрабатываются специальные массообменнофильтрующие аппараты для очистки натрия от продуктов коррозии.

Концентрации (термодинамические активности) кислорода и углерода в натрии в РУ должны быть на порядок меньше, чем на современных АЭС. Для контроля концентраций (термодинамические активности) кислорода и углерода в натрии в РУ, которые на порядок меньше, чем на современных АЭС, разрабатываются системы, включающие специальные приборы с электрохимическими датчиками или датчиками мембранного типа.

Проведенные расчетные оценки показали, что РУ с реактором БН-ВТ при использовании 30 % мощности для производства водорода с эффективностью 50 % должна производить около  $0,6 \cdot 10^6$  м<sup>3</sup> водорода в сутки, что достаточно для современного крупного предприятия, перерабатывающего сырую нефть среднего качества и других технологий.

Примером оформления рисунков и подрисунковой подписи служит рис. 1.

системой очистки теплоносителя // Патент № 261048 от 22.03.2017.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Пахомов В.В.** Реакторы на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем – РБН // *Машиностроение (энциклопедия в сорока томах). Том IV–25: Машиностроение ядерной техники. Книга 1.* Под общей редакцией Е.О. Адамова. М.: Машиностроение, 2005. С. 584–619.
2. **Казанский Ю.А., Троянов М.Ф., Матвеев В.И., Евсеев А.Я., Звонарев А.В., Кирюшин А.И., Васильев Б.А., Белов С.П., Матвеев И.П., Кулабухов Ю.С., Черный В.А., Двухшерстнов В.Г., Бакков А.Т., Иванов А.П., Тютюнников П.Л., Пшаккин Г.М.** Исследование физических характеристик реактора БН-600 // *Атомная энергия.* 1983. Т. 55. Вып. 1. С. 9–14.
3. **Гордеев С.С., Сорокин А.П.** Влияние различных факторов на формирование температурного поля активной зоны реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем в процессе кампании // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-реакторные константы,* 2018. Выпуск 2. Эл. ресурс: <http://vant.ippe.ru/archiv/year2017.html>.
4. **Казачковский О.Д., Сорокин А.П., Жуков А.В. и др.** Метод сосредоточенных параметров в задаче о температурном поле в формоизмененных ТВС быстрых реакторов с неадиабатическими граничными условиями: Препринт ФЭИ-1672. Обнинск: ОНТИ ФЭИ, 1985.
5. **Козлов Ф.А., Сорокин А.П., Алексеев В.В., Коновалов М.А.** Технология высокотемпературного натриевого теплоносителя в ядерных энергетических установках для водородной энергетики // *Теплоэнергетика.* 2014. № 5. С. 31–39.
6. **Металлы и сплавы: марки и химический состав.** Составитель И.В. Беккерев, редактор В. Беккерев, корректор Д.С. Терехов. Ульяновск: УлГТУ, 2007.
7. **Козлов Ф.А., Сорокин А.П., Коновалов М.А., Дельнов В.Н.** Ядерная энергетическая установка с

Н.Б. Миськив<sup>1,2</sup>, А.Д. Назаров<sup>1,2</sup>, В.Н. Мамонов<sup>1</sup>, А.Ф. Серов<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Институт Теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,  
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет,  
630073, Новосибирск, ул. Пирогова 2

## МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В ОДНОЩЕЛЕВОМ ТЕПЛОГЕНЕРАТОРЕ НА ОСНОВЕ ТЕЧЕНИЙ ТЭЙЛОРА-КУЭТТА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Поисковые исследования наиболее экономичных источников получения тепла для нагрева жидкости при утилизации механической энергии привели к идее использования диссипативных свойств вязкой жидкости, характеризующих ее способность превращать энергию упорядоченного движения в тепловую энергию. В качестве генератора тепла предложено устройство из двух роторов, вложенных коаксиально в общее рабочее пространство и вращающихся в противоположных направлениях [1].

Состояние потока влияет на коэффициент сопротивления вращению и зависит от скорости вращения и геометрических параметров цилиндров, состояния их поверхности (рельефа), вязкости и плотности рабочей жидкости. В зависимости от скорости вращения цилиндров в кольцевой системе Тейлора-Куэтта возникают локальные структуры (вихри, спирали и их комбинация), которые влияют на диссипативные процессы в потоке. Большая часть исследований этих процессов выполняется с применением оптических и PIV методов, которые применимы при работе с оптически прозрачными одно щелевыми установками.

Целью развития бесконтактного метода регистрации гидродинамических процессов в однощелевой системе Тейлора (величины момента сопротивления вращению цилиндра, инерциального радиального давления, мгновенных значений температуры) является задача получения отработка метода получения достоверных данных в многощелевом ТГ, где контактный способ к потоку отсутствует.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Конструктивно рабочая часть макета ТГ состоит из двух цилиндров, вложенных друг в друга и образующих систему кольцевого коаксиального канала. В [2] были представлены и обобщены экспериментальные данные развиваемой этим тепловым генератором мощности в случае, когда его внутренний ротор вращался относительно внешнего цилиндра с заданной скоростью. В [3] был предложен экспериментальный метод исследования структуры течения в кольцевом зазоре системы Куэтта-Тейлора с помощью исследования энергетических спектров момента сопротивления вращению роторов такой системы. На рисунке 1 пред-

ставлена принципиальная схема однощелевого теплогенератора.

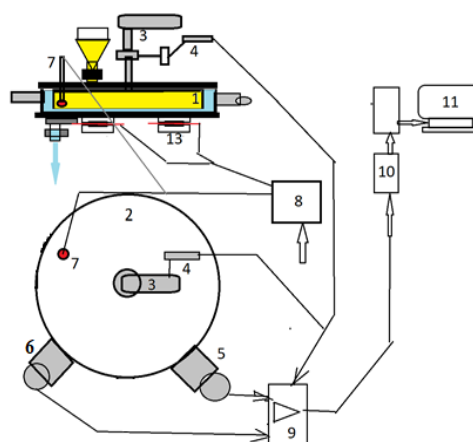


Рис.1. Схема экспериментального однощелевого теплогенератора. 1 - вращающийся цилиндр, 2 - верхняя крышка рабочего объема установки, 3 - электропривод цилиндра с редуктором, 4 - резистивный регистратор момента силы сопротивления вращению цилиндра, 5 - датчик №1 давления СДВ-И, 6 - датчик №2 давления СДВ-И, 7 - погружной датчик температуры системы стабилизации температуры рабочей смеси, 8 - микропроцессорный блок стабилизации температуры (ССТ-200), 9 - блок нормирующих усилителей, 10 - двухканальный анализатор спектра сигнала, 11 - автоматизированная система контроля и управления (АСКУЭ).

Датчики давления регистрируют давление на неподвижную цилиндрическую стенку корпуса установки. Это давление является следствием центробежных сил, возникающих при вращении в кольцевом зазоре рабочей жидкости.

Установка оснащена системой стабилизации температуры рабочей жидкости. В рабочем режиме температура рабочей жидкости определяется балансом трех компонент: генерация тепла от диссипативных процессов в кольцевом зазоре с рабочей жидкостью, тепловые потери от всех ограждающих кольцевой зазор конструкций и тепловой поток от электронагревателя, закреплённого на нижней крышке рабочего объема, которая выполняла роль теплообменника системы стабилизации заданной температуры рабочей жидкости.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Были проведены серии экспериментов по исследованию осциллограмм и спектров пульсаций момента сопротивления вращению внутреннего

цилиндра и пульсаций сигналов с датчиков давления, измеряющих давление на стенке неподвижного внешнего цилиндра при следующих условиях: частота вращения внутреннего цилиндра была постоянна и равна 6 Гц, вязкость рабочей жидкости принимала следующие значения:  $(156 - 51) \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с. При таких условиях эксперимента реализуется ламинарный режим течения с вихрями Тэйлора. Вихри Тэйлора [4] представляют собой крупномасштабные, вытянутые по окружности кольцевого зазора экспериментальной установки, спиралевидные вихревые образования. В амплитудно-частотных (и энергетических) спектрах таких образований, очевидно, должны существенно выделяться низкочастотные области спектра, а высокочастотная область этих спектров должна быть представлена преимущественно шумами.

Амплитудно-частотные спектры пульсационной составляющей давления (рис.2) практически совпадают. Они отражают воздействие вихревых структурных образований, присутствующих в кольцевом потоке Куэтта-Тэйлора, на неподвижную боковую стенку кольцевого канала. Как и в спектрах на рис. 3, здесь выделяется низкочастотная (до 50-60 Гц) область спектров пульсаций. Остальная часть спектров представляет собой практически шум.

Анализ измеренных амплитудно-частотных спектров пульсаций момента сопротивления вращению внутреннего цилиндра установки и пульсаций радиального давления на боковой неподвижной стенке установки, показывает, что эти спектры отражают структуру вихревых образований в кольцевом течении Куэтта-Тэйлора и могут служить инструментом при исследовании структуры подобных течений.

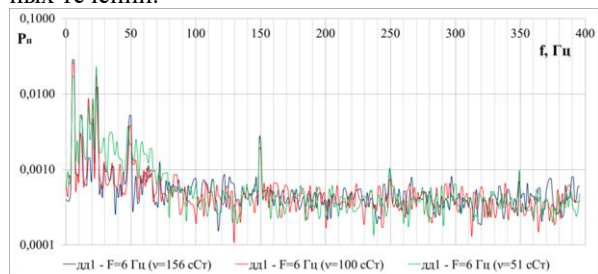


Рис. 2. Амплитудно-частотные спектры пульсационной составляющей радиального давления при  $f=6$  Гц и трех значениях вязкости рабочей жидкости  $\nu$ : (156, 100 и  $51) \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с.

Длительность осциллограмм на рисунке 3 равна длительности одного оборота внутреннего цилиндра установки. Из рисунка 3 видно, что сигналы с дд1 и дд2 подобны и сдвинуты по времени относительно друг друга на некоторую постоянную величину. Это время составляет величину около 0,01 с. Это означает, что в потоке присутствуют некие вихревые структуры, которые вызывают периодические изменения сигналов датчиков давления. Временной сдвиг этих сигналов на датчиках давления дд1 и дд2 определяется скоростью перемещения вихревых структур по кольцевому зазору установки. Подсчитав количество периодов низкочастотных колебаний сигналов с датчиков давления за один оборот внутреннего цилиндра, можно оценить количество крупных вихревых структур, присутствующих в кольцевом зазоре.

стотных колебаний сигналов с датчиков давления за один оборот внутреннего цилиндра, можно оценить количество крупных вихревых структур, присутствующих в кольцевом зазоре.

Таким образом, осциллограммы с разнесенных по окружности датчиков давления могут быть инструментом для оценки окружной скорости перемещения крупных вихревых структур и их протяженности по длине окружности. В нашем случае количество таких структур – 4.

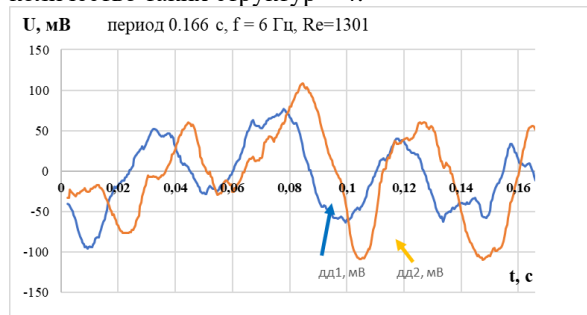


Рис. 3. Временные осциллограммы пульсаций давления, зарегистрированные датчиками давления дд1 и дд2.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе приведено описание конструкции стенда и аппаратуры регистрации параметров кольцевого потока в кольцевой системе Тейлора-Куэтта для исследования диссипативных процессов в одно щелевом генераторе тепла. Дано описание методики исследования гидродинамических характеристик вихревых и спиралевидных структур в потоке жидкости, находящейся в цилиндрическом щелевом пространстве между вращающимся и неподвижным цилиндрами. Разработанная аппаратура и методики регистрации быстрых процессов позволили получить новые экспериментальные данные о влиянии конструктивных параметров и обобщенного параметра Рейнольдса на структуру гидродинамических пульсаций кругового потока и диссипативные процессы.

**Благодарности** Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (мегагрант № 075-15-2021-575).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Serov A.F., Mamonov V.N., Terekhov V.I., Nazarov A.D. 2017 Opposite wind heat generator RF patent 2612237
2. Serov A.F., Nazarov A.D., Mamonov V.N., Terekhov V.I. Experimental investigation of energy dissipation in the multi-cylinder Couette-Taylor system with independently rotating cylinders // Applied Energy. 2019. №251(113362).
3. Miskiv N.B., Nazarov A.D., Serov A.F., Mamonov V.N. Automated System for Studying Flow Structure in Multiring Taylor-Couette Flow // Opt., Instrum. and Data Proces. 2020. №56(3). P. 191–197.
4. Taylor G.I. Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders // Phil. Trans. 1923. A 223. P. 289–293.

О.М. Алифанов<sup>1</sup>, А.Г. Викулов<sup>1</sup>, С.А. Будник<sup>1</sup>, А.В. Ненарокомов<sup>1</sup>, Д.М. Титов<sup>1</sup>,  
А.В. Моржухина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),  
125993, г. Москва, Волоколамское ш., д. 4

## ИДЕНТИФИКАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КАТУШКАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Высокотемпературные сверхпроводящие (ВТСП) ленты 2-го поколения являются перспективными материалами для создания электротехнических устройств и, в частности, электрических вращающихся машин с рекордными мощностными удельными характеристиками для широкого применения в различных образцах техники, и, в частности на перспективных образцах летательных аппаратов [1].

Для разработки, успешного внедрения и эффективного использования ВТСП-лент и конструкций на их основе необходимо с достаточной точностью знать их физические свойства, и в частности, их теплофизические характеристики (ТФХ) при криогенных температурах. Знание этих характеристик позволяет корректно решать задачи моделирования тепловых режимов и оптимального проектирования ВТСП-электрооборудования и электрических машин.

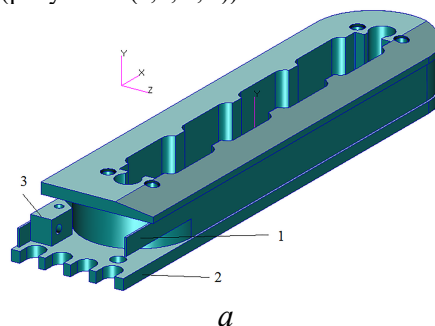
Можно предположить, что катушка статора на основе ВТСП-ленты, с учетом сложной многослойной структуры ленты представляет собой некую композиционную конструкцию, особенности которой сходны с особенностями композиционного материала (КМ) включающего объемный каркас из лент или волокон заключенный в матрицу связующего материала.

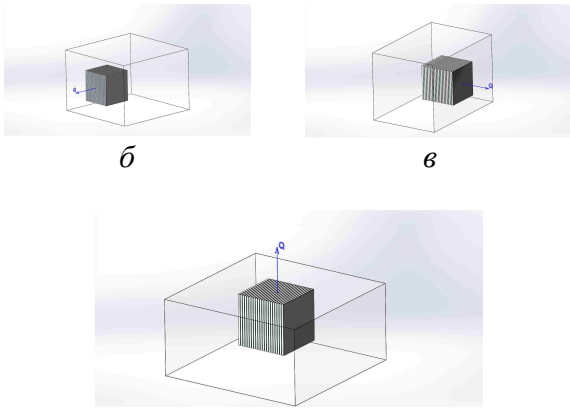
Исследуемая в данных испытаниях обмотка катушки представляет собой многослойную конструкцию на основе тонкой ВТСП-ленты, слой которой склеены компаундом [1]. В свою очередь ВТСП-лента имеет сложную многослойную структуру, состав которой, в общем случае, зависит от типа, марки и производителя ленты [1]. Таким образом обмотка катушки представляет собой сложную композиционную конструкцию, которую условно можно считать композиционным материалом со сложной структурой. Теплофизические характеристики такого сложного КМ целесообразно рассматривать как некоторые эффективные ТФХ присущие материалу конкретной обмотки. Подход с определением эффективных значений ТФХ КМ со сложной структурой может оказаться единственно

надежным и наиболее применимым в инженерной практике.

В данной работе рассматривается алгоритм идентификации моделей теплопереноса в композитном материале обмотки катушки статора и его корпуса. По найденным теплофизическим свойствам планируется изучить электротепловое взаимодействие в высокотемпературном сверхпроводнике до его перехода в сверхпроводящее состояние. Существует значительное разнообразие методов решения задач идентификации математических моделей теплопереноса, в частности, определения теплофизических характеристик композиционных материалов. В результате анализа альтернативных методов решения задачи идентификации [2] было принято решение об использовании метода итерационной регуляризации.

Тензор теплопроводности катушки ВТСП определяется в системе координат связанной с главными осями катушки (рисунок 5а), в этом случае присутствуют только диагональные элементы. При помощи аффинного преобразования этот тензор приводится к диагональному виду из системы координат, произвольно повернутой относительно катушки. Поэтому ориентация координатных осей не накладывает ограничений на значения компонентов тензора. Каждый из диагональных элементов тензора находится по распределению температурного поля параллелепипеда выполненного из элемента плоской части катушки, найденному в одномерном тепловом процессе, получаемым поочередной изоляцией соответствующих граней от теплообмена при захлаживании катушки в жидком азоте (рисунок 1 (а,б, в, г)).





2

Рис. 1 – 3D модель катушки и схемы эксперимента:  
а – трёхмерная модель катушки: 1 – обмотка, 2 – корпус, 3 – медная шина;

б,в,г – принципиальная схема эксперимента по определению компонентов тензора теплопроводности.

Основываясь на приведенной выше физической модели, математическая модель процесса теплообмена в образце материала (неограниченной пластине известной толщины) может быть представлена следующим образом:

$$C_l(T) \frac{\partial T_l}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_l(T) \frac{\partial T_l}{\partial x} \right) \quad (1)$$

$$X_{l-1} < x < X_l, l = \overline{1,3}, \quad 0 \leq \tau \leq \tau_{\max}$$

$$T_l(x, 0) = T_l^0(x), X_{l-1} < x < X_l, l = \overline{1,3} \quad (2)$$

$$-\lambda_1(T) \frac{\partial T_1(X_0, \tau)}{\partial x} = q_1(\tau), \tau \in (\tau_{\min}, \tau_{\max}] \quad (3)$$

$$\lambda_l(T_l(X_l, \tau)) \frac{\partial T_l(X_l, \tau)}{\partial x} = \lambda_{l+1}(T_{l+1}(X_l, \tau)) \frac{\partial T_{l+1}(X_l, \tau)}{\partial x}, l = \overline{1,2} \quad (4)$$

$$T_l(X_l, \tau) = T_{l+1}(X_l, \tau), l = \overline{1,2} \quad (5)$$

$$-\lambda_3(T) \frac{\partial T(X_3, \tau)}{\partial x} = q_2(\tau), \tau \in (\tau_{\min}, \tau_{\max}] \quad (6)$$

В модели (1) - (6) зависимости  $\lambda_l(T)$  и  $C_l(T)$  являются неизвестными. В качестве дополнительной информации, необходимой для решения обратной задачи, заданы результаты измерения температуры

$$T^{\text{exp}}(X_m, \tau) = f_m(\tau), m = \overline{0,2}, \quad (7)$$

Введем на интервале  $[T_{\min}, T_{\max}]$  две равномерные разностные сетки с числом узлов  $N_i$ ,  $i = \overline{1,2}$

$$\omega_i = \{T_k = T_{\min} + (k-1)\Delta T, k = \overline{1, N_i}\}, i = \overline{1,2} \quad (8)$$

Аппроксимируем неизвестные искомые функции на сетках (8) кубическими В-сплайнами следующим образом

$$C_1(T) = \sum_{k=1}^{N_1} C_k \varphi_k^1(T), \quad \lambda_1(T) = \sum_{k=1}^{N_2} \lambda_k \varphi_k^2(T), \quad (9)$$

где  $C_k, k = \overline{1, N_1}, \lambda_k, k = \overline{1, N_2}$ , параметры.

В результате аппроксимации обратная задача сводится к поиску вектора неизвестных параметров

$\bar{p} = \{p_k\}$ ,  $k = \overline{1, N_p}$ , имеющего размерность  $N_p = N_1 + N_2$ .

Среднеквадратичная невязка расчетных и экспериментальных значений температуры в точках установки термодатчиков

$$J(C_1(T), \lambda_1(T)) = \sum_{m=0}^1 \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} (T(X_m, \tau) - f_m(\tau))^2 d\tau \quad (10)$$

где  $T(x_m, \tau)$  определяется из решения краевой задачи (1) - (6).

Исходя из принципа итерационной регуляризации, искомый неизвестный вектор  $\bar{p}$  может быть определен путем минимизации функционала (10) градиентными методами первого порядка до выполнения условия

$$J(C_2(T), \lambda_2(T)) \leq \delta_f^2 \quad (11)$$

$$\delta_f = \sum_{m=0}^2 \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} \sigma_m(\tau) d\tau$$

где - интегральная

погрешность измерений температуры  $f_m(\tau)$ ;  $\sigma_m$  - дисперсия измерений.

Для построения итерационного алгоритма этой обратной задачи используется решение метода сопряженных градиентов. Процесс последовательного приближения строится следующим образом:

1. задается начальное приближение

неизвестного вектора параметров  $\bar{p}^0$ .

2. вычисляется значение неизвестного вектора на следующей итерации:

$$\bar{p}^{-s+1} = \bar{p}^{-s} + \gamma^s \bar{g}^{-s} \quad (6)$$

$$\bar{g}^{-s} = -\bar{J}'^s + \beta^s \bar{g}^{-s-1} \quad (12)$$

$$\beta^0 = 0, \beta^s = \left\langle \left( \bar{J}'^s - \bar{J}'^{s-1} \right), \bar{J}'^s \right\rangle_{R^{N_p}} / \left\| \bar{J}'^s \right\|_{R^{N_p}}$$

где  $\bar{J}'^s$  - значение градиента функционала на текущей итерации.

Выражение для градиента функционала имеет вид:

$$\frac{\partial J}{\partial \lambda_k} \equiv J_{\lambda_k}' = \sum_{m=1}^{M_j+1} \int_0^{\tau_{\max}} \int_{X_{L,m-1}}^{X_{L,m}} \psi_{L,m} \left[ \frac{\partial^2 T_{L,m}}{\partial x^2} \varphi_k(T) + \left( \frac{\partial T_{L,m}}{\partial x} \right)^2 \frac{d\varphi_k(T)}{dT} + \frac{\partial T_{L,m}}{\partial x} \varphi_k(T) \right] dv d\tau +$$

$$+ \int_0^{\tau_{\max}} \psi_{L,1}(X_{L-1}, \tau) \frac{\partial T_{L,1}(X_{L-1}, \tau)}{\partial x} \varphi_k(T_{L,1}(X_{L-1}, \tau)) d\tau -$$

$$- \int_0^{\tau_{\min}} \psi_{L,M_L+1}(X_L, \tau) \frac{\partial T_{L,M_L+1}(X_L, \tau)}{\partial x} \varphi_k(T_{L,M_L+1}(X_L, \tau)) d\tau,$$

$$k = \overline{1, N_\lambda}$$

$$\frac{\partial J}{\partial C_k} \equiv J'_{C_k} = - \sum_{m=1}^{M_j+1} \int_0^{\tau_{\max}} \int_{X_{L,m-1}}^{X_{L,m}} \psi_{L,m}(x, \tau) \frac{\partial T_{L,m}}{\partial \tau} \varphi_k(T) dx d\tau, \quad (14)$$

$k = \overline{1, N_c}$

где  $\psi(x, \tau)$  - решение краевой задачи, сопряженное с линеаризованной формой прямой задачи (1-6).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя данную математическую модель можно оценить процессы теплообмена в образце материала.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства высшего образования и науки Российской Федерации в рамках Соглашения от 17.09.2020г. № 075-15-2020-770.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Молодых А.А., Манкевич А.С., Воронов А.С., Калитка В.С., Маркелов А.В. М20-001: «Промышленное производство ленты 2-го поколения на основе высокотемпературных сверхпроводников и ее прикладное использование». Рефераты-презентации работ, представленные на соискание премий Правительства Российской Федерации 2020 года в области науки и техники для молодых ученых. [Электронный ресурс]. [https://old.minobrnauki.gov.ru/ru/activity/prize\\_science/public\\_science/](https://old.minobrnauki.gov.ru/ru/activity/prize_science/public_science/)
2. 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, том 1, №2, с.49-60.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ В КАМЕРЕ ПЛАЗМОТРОНА ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Формирование направленного плазменного потока в электродуговом плазмотроне переменного тока [1, 2] при взаимодействии электрической дуги с плазмообразующим газом сопровождается потерями энергии. Знание мощности излучения из камеры, а также его спектрального распределения важно для определения доли потерь на излучение в общей их сумме, вероятных каналов потерь и путей борьбы с ними.

Повышение давления в камере плазмотрона обеспечивает, повышение производительности процессов будь то выход целевого продукта, скорость обработки поверхности, нагрева рабочего тела и т.п. [3-6]. Однако, это приводит к возрастанию излучательных потерь и снижению эффективности устройства, что имеет существенное значение для промышленных производств.

### 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка, представленная на рисунке 1, состоит из плазмотрона переменного тока и измерительного блока. Плазмотрон переменного тока рассчитан на мощность до 100 кВт и предназначен для работы на азоте, водороде и инертных газах. Плазмотрон состоит из трех основных узлов: корпуса, сопла и электронного блока. Корпус плазмотрона цилиндрической формы, электродуговая камера сужается в сопловой части, имеет водяную рубашку охлаждения и фланец для установки сменных сопел. В корпусе плазмотрона находится камера тангенциальной подачи плазмообразующего газа, поступающего непосредственно в зону горения дуги. Электродный блок, состоящий из трёх электродов, электрододержателей и термостойких электроизолирующих вставок. Электроды закреплены в электрододержатели, расположенные под углом  $120^\circ$  по отношению друг к другу. С противоположной стороны при помощи болтового соединения крепится сопло, коническая часть корпуса имеет канавку, в которой помещается уплотняющая прокладка, обеспечивающие герметическое соединение корпуса и сопловой части плазмотрона.

Сопло имеет охлаждающую рубашку с каналами, организующим поток охлаждающей жидкости и тепловую развязку, компенсирующие тепловое расширение сопла.

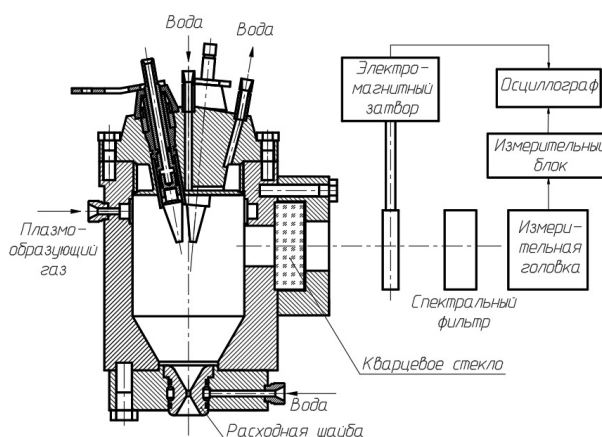


Рис. 1. Структурная схема экспериментальной установки.

Измерение мощности излучения из камеры плазмотрона производилась при помощи измерителя средней мощности оптических квантовых генераторов, использовавшегося в режиме измерения энергии. Его приемным элементом является медный конус, который получает излучение как черное тело. Экспозиция измерительной головки ограничивается электромагнитным затвором. Время подачи сигнала открывания и время фактического открытия, как показала экспериментальная проверка с помощью луча лазера и фотозлемента, сходны в пределах 0.05 с. Сигнал энергии излучения, генерируемый прибором, выведен на осциллограф. Туда же введён сигнал открытия электромагнитного затвора. Для оценки мощности излучения в различных спектральных диапазонах использовались оптические фильтры.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Измерительная головка помещалась на таком расстоянии от плазмотрона, чтобы его характерные размеры были гораздо меньше этого расстояния, и можно было считать поток излучения в районе измерительной головки изотропным. Из-за того что размеры оптического окна не позволяли наблюдать всю дугу целиком вводились поправочные коэффициенты в приближении контрагированной дуги (атмосферное давление и высокий расход газа) и диффузной дуги (высокое давление газа). Доли потока излучения, поглощаемого измерительной головкой, принимались в этих случаях равными, соответственно  $5 \cdot 10^{-5}$  и  $3 \cdot 10^{-5}$ .

Исследовались три режима: при давлении 0.1 МПа и расходе 30 г/с (1 приближение) и расходе 16 г/с (промежуточный вариант) и давлении 2.3 МПа и расходе 80 г/с (2 приближение). Спектральное рас-

пределение исходящего излучения измерялось с помощью спектральных фильтров: 0.2/3.6 мкм (без фильтра); 0.7-2.7 мкм (фильтр КС-19) и 0.38-3.0 мкм (фильтр БС-8). Из этих данных находилось распределение мощности излучения по спектральным интервалам 0.2-0.38 мкм; 0.38-0.7 мкм и 0.7-2.7 мкм (излучением 2.7-3.6 мкм пренебрегались). Результаты измерений приведены в таблице 1. Измерения были выполнены на камере с двенадцатью отверстиями диаметром 3.5 мм со стржевыми электродами при токе 300 А и напряжении холостого хода трансформатора 380 В.

Следует сразу же отметить, что в измерении мощности излучения не учитывался спектральный интервал 0.14-0.2 мкм, что соответствует высоко-

энергетичным квантам с энергией 6-9 эВ (кванты с энергией выше 9 эВ вызывают сильное колебательное возбуждение и диссоциацию молекулярного азота и не покидают пределов камеры). Вероятными типами излучения в этом диапазоне являются линейчатые и непрерывные спектры атомов и ионов металлов, линии излучения атомарного азота. Все эти спектры могут обладать значительным самопоглощением. На одних режимах можно считать долю излучаемых потерь в интервале 0.14-0.2 мкм малой, на других нет.

Таблица 1. Абсолютная мощность излучения плазматрона и ее спектральное распределение

№	Давление, МПа	Расход газа, г/с	Электр. мощность, кВт	Мощность потерь на излучение, кВт	Доля потерь на излучение, %	Спектральное распределение излучения, %		
						УФ (0.2-0.38), мкм	Видимое (0.38-0.7) мкм	ИК (0.7-2.7) мкм
1	0.1	80	90	5	5,5	15	10	75
2	0.1	16	45	4	9	15	66	19
3	2.3	80	155	70	45	37	39	24

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Излучательными потерями при атмосферном давлении и токе 300 А можно пренебречь с точностью до 10 % в широком интервале расходов газа. При расходе 80 г/с определено, что область проводимости дуги представляет собой высокотемпературный контрагированный шнур со значительным излучением атомов азота в инфракрасной области. Атомы материалов электродов в инфракрасной области практически не излучают, поэтому основным каналом потерь служит инфракрасное излучение с высоковозбужденных уровней азота, диссоциированного в дуге.

В режиме при давлении равным 0.1 МПа, токе 300 А и расходе газа 16 г/с среднemasсовая температура превышает 3000 К, температура в канале проводимости заметно падает, усиливается возбуждение и свечение материалов электродов и окислов азота. Основные излучательные потери в режиме с малыми расходами, судя по спектрам, обусловлены излучением атомов W и Re.

В режимах с высоким давлением пренебрегать излучением в оценке вклада мощности нельзя. В режиме при давлении равным 2.3 МПа, токе 300 А, расходом газа 80 г/с, измеренные потери на излучение составили 45 %. На спектрах излучения наблюдался интенсивный континуум в ультрафиолетовой и видимой области, обусловленный вероятно, излучением окислов азота.

Оценки КПД плазматрона на высоких давлениях дают величины 30-45%, то есть меньше измеренных потерь только на излучение. Это дает осно-

вание полагать, что часть излучения отражается от стенок камеры и поглощается в газе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рутберг Ф.Г., Сафронов А.А., Попов С.Д., Суров А.В., Наконечный Г.В. Многофазные электродуговые плазматроны переменного тока для плазменных технологий // ТВТ. 2006. Т. 44. № 2. С. 205-211.
2. Сафронов А.А., Кузнецов В.Е., Васильева О.Б., Дудник Ю.Д., Ширяев В.Н. Плазматроны переменного тока. Системы инициирования дуги. Особенности конструкции и применения // ПТЭ. 2019. № 2. С. 58-66.
3. Сафронов А.А., Васильева О.Б., Дудник Ю.Д., Кузнецов В.Е., Ширяев В.Н. Анализ высокочастотных процессов в электроразрядной камере трехфазного плазматрона при высоком давлении рабочего газа // ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 656-660.
4. Safronov A.A., Vasileva O.B., Dudnik J.D., Kuznetsov V.E., Kuchina J.A., Shiryaev V.N., Pavlov A.V. Analysis of physics processes in the ac plasma torch discharge under high pressure // J.Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 825. № 1. P. 012014.
5. Dudnik Y.D., Kovshechnikov V.B., Safronov A.A., Shiryaev V.N., Vasilieva O.B. Radiation energy losses in a single chamber three phase plasma torch with rod electrodes // J.Phys.: Conf. Ser. XXXIV International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter. 2020. P. 012086.
6. Сафронов А.А., Ковшечников В.Б., Васильева О.Б., Дудник Ю.Д., Кузнецов В.Е., Ширяев В.Н. Исследование процессов теплообмена в трехфазном однокамерном плазматроне с торцевыми электродами // ТВТ. 2019. Т. 57. № 6. С. 846-851.

## К ВОПРОСУ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО СЖАТИЮ И НАГРЕВУ МИШЕНИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В работе обсуждаются вопросы, касающиеся исследования условий генерации мощных потоков частиц и излучения высоких энергий в неравновесной плазме с сильным магнитным полем [1-13].

Пусть главная часть реконструируемой функции  $Y(x), [x = \{\xi\}]$ ,  $\xi \in \left[-\frac{\Delta\xi}{2}, \frac{\Delta\xi}{2}\right]$ , разложена в ряд по степеням функции (такой вид функции  $f(x)$  адекватно описывает поведение функции  $Y(\xi)$  вблизи разрывов первого рода)

$$f(x) = \Delta\xi^{th} \left( \frac{\beta}{\Delta\xi} (\xi - \xi_i) \right), \beta = 4 \cdot \text{Ind}(Y) + 6 \cdot (1 - \text{Ind}(Y))$$

с помощью разложения Лагранжа-Бюрмана [14, 15], тогда реконструируемая функция  $Y(\xi)$  может быть записана в виде:

$$Y(\xi) = F_i^n(\xi) = Y_i + \phi(Y_i) \left\{ f(\xi - \xi_i) p_1 + \frac{f^2(\xi - \xi_i)}{2!} p_2 \right\} +$$

$$+ a_i [\xi - \xi_i]^3 + b_i [\xi - \xi_i]^4 + c_i [\xi - \xi_i]^5 +$$

$$+ d_i [\xi - \xi_i]^6 + e_i [\xi - \xi_i]^7 \Big\},$$

$$p_1 = \frac{\left(\frac{\partial Y}{\partial \xi}\right)_i}{\left(\frac{\partial f}{\partial \xi}\right)_i}, \quad p_2 = \frac{\left(\frac{\partial^2 Y}{\partial \xi^2}\right)_i}{2 \left(\frac{\partial f}{\partial \xi}\right)_i^2} - \frac{\left(\frac{\partial Y}{\partial \xi}\right)_i \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2}\right)_i}{2 \left(\frac{\partial f}{\partial \xi}\right)_i^3},$$

где  $p_1, p_2$  – первые коэффициенты разложения функции  $Y(\xi)$  в усеченный ряд Лагранжа-Бюрмана. Отметим также, что при условии  $f(\xi) = \xi$  коэффициенты  $p_1, p_2$  переходят в коэффициенты обычного ряда Тейлора.

Как и прежде для реконструируемой функции  $Y(\xi)$  условия гладкого сопряжения и баланса можно сформулировать в виде системы линейных алгебраических уравнений (отметим, что матрица  $A$  при этом остается неизменной):

$$A \bar{Z}_i = \bar{F}_i, \quad \bar{Z}_i = (a_i, b_i, c_i, d_i, e_i)^T,$$

$$\bar{F}_i = (F_1, F_2, F_3, F_4, F_5)^T,$$

$$F_1 = Y_{i-1}^n - Y_i - \phi(Y_i) \left\{ -f(\Delta\xi) p_1 + \frac{f^2(\Delta\xi)}{2!} p_2 \right\},$$

$$F_2 = Y_{\xi, i-1}^n - \phi(Y_i) \left\{ p_1 - f(\Delta\xi) p_2 \right\} \left( \frac{\partial f}{\partial \xi} \right)_{\Delta\xi},$$

$$F_3 = Y_{i+1}^n - Y_i - \phi(Y_i) \left\{ f(\Delta\xi) p_1 + \frac{f^2(\Delta\xi)}{2!} p_2 \right\},$$

$$F_4 = Y_{\xi, i+1}^n - \phi(Y_i) \left\{ p_1 + f(\Delta\xi) p_2 \right\} \left( \frac{\partial f}{\partial \xi} \right)_{\Delta\xi},$$

$$F_5 = -4\phi(Y_i) p_2 \left( 1 - \frac{2}{\beta} \text{th} \left( \frac{\beta}{2} \right) \right) \left[ \frac{\Delta\xi}{2} \right]^2,$$

$$f(x) = \Delta\xi^{th} \left( \frac{\beta}{\Delta\xi} (\xi - \xi_i) \right).$$

В выше приведенных распределениях  $Y(\xi)$ , входящие в кусочно-полиномиальные распределения пространственные производные  $\left(\frac{\partial Y}{\partial \xi}\right)_{i,j}$ , вы-

числяются с использованием компактных разностей. Однако для этих целей можно использовать и алгоритмы высокой разрешающей способности (ENO, WENO и т.д.). Здесь отметим, что TVD схемы с уменьшением полной вариации для этой цели не очень подходят, поскольку их порядок аппроксимации уменьшается до первого на любом гладком экстремуме решения. В результате структуры, подобные распространяющимся волнам или вихрям, быстро затухают под действием численной вязкости.

Используем нелинейный скалярный закон сохранения при построении ENO и WENO схем.

$$\Delta u = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial f(u)}{\partial x} = 0, \quad a = \frac{\partial f(u)}{\partial u} \geq 0.$$

Область изменения переменной  $x$  разобьем на ячейки  $[x_{i-1/2}, x_{i+1/2}]$  размером  $\Delta x$  с центром в точках  $x_i = (x_{i-1/2} + x_{i+1/2})/2$ . Величины  $u_i^n$  (которые можно определить в дискретные моменты времени  $t^n$ ) могут различный смысл: в конечно-разностных методах это значения в центрах ячеек  $u_i^n = u(x_i, t^n)$ , в методах конечных объемах (сред-

нее по объему):

$$u_i^n = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} u(x, t^n) dx.$$

Известно, что средние по ячейкам и значения в их центрах совпадают с точностью  $O(\Delta x^2)$ , поэтому при построении схем высокого порядка точности их нужно различать. Тогда одномерный конвективный оператор  $\Lambda u$  может быть записан в следующем виде:

$$\Lambda u = \frac{\partial u_i}{\partial t} - \frac{f_{i+1/2} - f_{i-1/2}}{\Delta x}, \quad f_{i+1/2} = F(u_{i-r}, \dots, u_{i+s}).$$

Здесь  $r, s$  – неотрицательные целые числа, определяющие размер конечно-разностного шаблона, функция  $F(u, \dots, u) = f(u)$ . В методе конечных объемов значение переменных на гранях между ячейками  $u_{i+1/2}$ , реконструируются из средних по

ячейкам:  $u_{i+1/2} = \sum_{k=-r}^s c_k^{(rs)} u_{i+k}$ , численный поток

находится по формуле  $f_{i+1/2} = f(u_{i+1/2})$ . При

этом коэффициенты  $c_k^{(rs)}$  можно выбрать так, чтобы

$$u_{i+1/2} = u(x_{i+1/2}) + O(\Delta x^q),$$

$f_{i+1/2} = f(u(x_{i+1/2})) + O(\Delta x^q)$ ,  $q = r + s + 1$ . Таким образом величина  $f_{i+1/2}$  аппроксимирует истинный поток с  $q$ -ым порядком. Для того чтобы определить значения  $c_k^{(rs)}$ , введем первообразную

функцию:  $\square(x) = \int_{x_{i-r-1/2}}^x u(\xi) d\xi$ . Её значения на границах между расчетными ячейками определяются по

формуле:  $\square_{m+1/2} = \square(x_{i+1/2}) = \Delta x \sum_{k=i-r}^m u_k$ . По-

строив по ним интерполяционный полином Лагранжа:

$$P(x) = \sum_{m=i-r}^{i+s} \square_{m+1/2} \ell_{m+1/2}(x),$$

$$\ell_{m+1/2}(x) = \prod_{j=i-r-1, j \neq m}^{i+s} (x - x_{j+1/2}) / \prod_{j=i-r-1, j \neq m}^{i+s} (x_{m+1/2} - x_{j+1/2}).$$

Условие невозрастания полной вариации  $TV(U^n)$  при этом ослабляется, так что для ENO схемы  $q$ -го порядка:

$TV(U^{n+1}) \leq TV(U^n) + O(\Delta x^q)$ . Таким образом, в отличие от TVD схем ENO могут увеличивать полную вариацию решения, но только на величину порядка  $O(\Delta x^q)$ , где  $q$  – порядок точности схемы.

Три допустимых шаблона WENO схемы (при  $a = \frac{\partial f}{\partial u} > 0$ ) показаны на рис. 1.

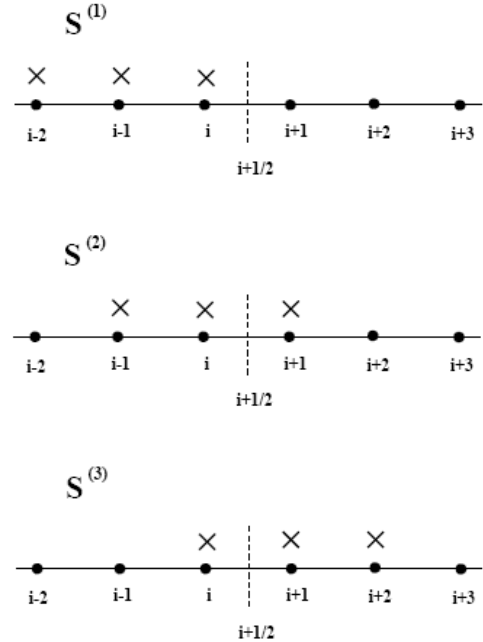


Рис. 1. Расчетные шаблоны, используемые при построении схем ENO и WENO высокой разрешающей способности

В ENO схеме 3-го порядка точности поток  $f_{i+1/2}$  реконструируется с помощью ENO интерполяции из потоков  $f_i$  в серединах ячеек на одном из трех шаблонов  $s^{(v)}$ :  $s^{(1)} = \{i-2, i-1, i\}$ ,  $s^{(2)} = \{i-1, i, i+1\}$ ,  $s^{(3)} = \{i, i+1, i+2\}$ .

$$f_{i+1/2} = \begin{cases} f_{i+1/2}^{(1)} = \frac{11}{6} f_i - \frac{7}{6} f_{i-1} + \frac{2}{6} f_{i-2} \\ f_{i+1/2}^{(2)} = \frac{2}{6} f_{i+1} + \frac{5}{6} f_i - \frac{1}{6} f_{i-1} \\ f_{i+1/2}^{(3)} = -\frac{1}{6} f_{i+2} + \frac{5}{6} f_{i+1} + \frac{2}{6} f_i \end{cases}$$

Выбор одного из них, в соответствии с величиной вторых разделенных разностей, приводит к ENO схеме 3-го порядка. При этом полный шаблон, внутри которого располагаются 3 допустимых шаблона, включает 5 точек. В этом случае в гладкой части решения можно построить поток более высокого порядка (5-го и выше порядка точности) [16-20]. Его можно представить в виде суперпозиции трех потоков:

$$f_{i+1/2} = \sum_{v=1}^3 \Omega^{(v)} f_{i+1/2}^{(v)},$$

$$\Omega^{(v=1)} = \frac{1}{10}, \Omega^{(v=2)} = \frac{6}{10}, \Omega^{(v=3)} = \frac{1}{10}.$$

В WENO схеме [21–24] веса линейной комбинации выбираются так, чтобы они были малы для всех шаблонов, содержащих разрыв и близки к оптимальным весам  $\Omega^{(v)}$  в областях, где решение гладкое.

$$f_{i+1/2} = \sum_{v=1}^3 \omega^{(v)} f_{i+1/2}^{(v)}, \quad \omega^{(v)} = \frac{\sigma^{(v)}}{\sigma^{(1)} + \sigma^{(2)} + \sigma^{(3)}},$$

$$\sigma^{(v)} = \frac{\Omega^{(v)}}{\left[\varepsilon + IS^{(v)}\right]^p}.$$

Здесь  $IS^{(v)}$  – индикаторы

$$IS^{(v)} = \int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} \left[ \Delta x \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + \Delta x^3 \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \right)^2 \right] dx.$$

Подстановка построенного интерполяционного полинома  $p(x)$  приводит к выражениям:

$$IS^{(1)} = \frac{13}{12}(f_{i-2} - 2f_{i-1} + f_i)^2 + \frac{1}{4}(f_{i-2} - 4f_{i-1} + 3f_i)^2,$$

$$IS^{(2)} = \frac{13}{12}(f_{i-1} - 2f_i + f_{i+1})^2 + \frac{1}{4}(f_{i-1} - f_{i+1})^2,$$

$$IS^{(3)} = \frac{13}{12}(f_i - 2f_{i+1} + f_{i+2})^2 + \frac{1}{4}(3f_i - 4f_{i+1} + 3f_{i+2})^2.$$

Здесь  $p$  – показатель степени ( $p = 2$ ),  $\varepsilon$  – некоторое малое число, вводимое, чтоб предотвратить деление на ноль в равномерном потоке, например  $\varepsilon = 10^{-6} \max(u_{i-2}^2, \dots, u_{i+2}^2) + 10^{-40}$ . Отметим, что из данных соотношений следует, что, если функция гладкая на шаблоне, то  $IS^{(v)} = O(\Delta x^2)$ , но если она имеет разрыв, то  $IS^{(v)} = O(1)$ . Соответственно  $\omega^{(v)} = O(1)$  для гладкой функции и  $IS^{(v)} = O(\Delta x^{2p})$  для разрывной.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Zhirkin A.V., Budaev V.P., Goltsev A.O., Dedov A.V., Komov A.T., Kuteev B.V., Lanye I.V.** Assessment of radiation damage of the first wall of a fusion neutron source DEMO-FNS with a blanket for the transmutation of minor actinides // *Nuclear Fusion*. 2021. V. 61. P. 126053.
2. **Ryzhkov S.V.** Comparison of a deuterium - helium-3 FRC and mirror trap for plasma confinement // *Fusion Science and Technology*. 2007. V. 51. № 2Т. P. 190–192.
3. **Gomez M.R., Slutz S.A., Jennings C.A. et al.** Performance Scaling in Magnetized Liner Inertial Fusion Experiments // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125. P. 155002.
4. **Yager-Elorriaga D.A. et al.** An overview of magneto-inertial fusion on the Z machine at Sandia National Laboratories // *Nucl. Fusion*. 2022. V. 62. P. 042015.

5. **Рыжков С.В.** Моделирование теплофизических процессов в магнитном термоядерном двигателе // *Тепловые процессы в технике*. 2009. № 9. С. 397–400.
6. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Radiation-hydrodynamic modeling of the contact boundary of the plasma target placed in an external magnetic field // *Applied Physics*. 2014. № 3. P. 26–30.
7. **Кузенов В.В., Рыжков С.В.** Численное моделирование взаимодействия мишени магнитно-инерциального термоядерного синтеза с плазменным и лазерным драйверами // *ТБТ*. 2021. Т. 59, № 4. С. 492–501.
8. **Ryzhkov S.V., Chirkov A.Yu.** *Alternative Fusion Fuels and Systems*. CRC Press, Taylor & Francis, 2019. 200 p.
9. **Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V., Bagryansky P.A., Anikeev A.V.** Plasma kinetics models for fusion systems based on the axially-symmetric mirror devices. *Fusion Science and Technology* 59, № 1Т (2011). P. 39–42.
10. **Ryzhkov S.V.** Compact Toroid and Advanced Fuel - Together to the Moon?! // *Fusion Science and Technology*. 2005. V. 47. № 2Т. P. 342–344.
11. **Ryzhkov S.V., Chirkov A.Yu., Ivanov A.A.** Analysis of the compression and heating of magnetized plasma targets for magneto-inertial fusion // *Fusion Science and Technology*. 2013. V. 63. № 1Т. P. 135–138.
12. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Calculation of plasma dynamic parameters of the magneto-inertial fusion target with combined exposure // *Physics of Plasmas*. 2019. V. 26. P. 092704.
13. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Estimation of the neutron generation in the combined magneto-inertial fusion scheme // *Physica Scripta*. 2021. V. 96. P. 125613.
14. **Ворожцов Е.В.** Применение разложений Лагранжа–Бюрмана для численного интегрирования уравнений невязкого газа // *Выч. мет. программирование*. 2011. Т. 12. С. 348–361.
15. **Толстых А.И.** Компактные разностные схемы и их применение в задачах аэрогидродинамики. Изд-во: М.: Наука, 1990. 232 с.
16. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Approximate method for calculating convective heat flux on the surface of bodies of simple geometric shapes // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. V. 815. P. 012024.
17. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Approximate calculation of convective heat transfer near hypersonic aircraft surface // *Journal of Enhanced Heat Transfer*. 2018. V. 25. P. 181.
18. **Клименко Г.К., Кузенов В.В., Ляпин А.А., Рыжков С.В.** Учебник: Расчет, моделирование и проектирование генераторов низкотемпературной плазмы. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2021. 264 с.
19. **Ryzhkov S.V., Kuzenov V.V.** New realization method for calculating convective heat transfer near the hypersonic aircraft surface // *ZAMP*. 2019. V. 70. P. 46.
20. **Ryzhkov S.V., Kuzenov V.V.** Analysis of the ideal gas flow over body of basic geometrical shape // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2019. V. 132. P. 587.
21. **Harten A., Engquist B., Osher S, Chakravarthy S.** Uniformly high order essentially non-oscillatory schemes // *J. Comput. Phys.* 1987. V. 71. P. 231–303.
22. **Shu C.W., Osher S.** Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes // *J. Comput. Phys.* 1989. V. 83, №. 1. P. 32–78.
23. **Liu X.D., Osher S., Chan T.** Weighted essentially non-oscillatory schemes // *J. Comput. Phys.* 1994. V. 115. P. 202–212.
24. **Пинчуков В.И., Шу Ч.В.** Численные методы высоких порядков для задач аэрогидродинамики. Новосибирск: Изд-во Сиб. отд. РАН, 2000. 232 с.

Д.А. Бирюков<sup>1</sup>, Д.Н. Герасимов<sup>2</sup>, Е.И. Юрин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН,  
125412, г. ул. Ижорская, д.13, стр.2

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ»,  
111250, Москва, Красноказарменная, 14

## ИЗЛУЧЕНИЕ СЛАБОТОЧНОГО РАЗРЯДА В ЖИДКОСТИ В СРАВНЕНИИ С РАЗЛИЧНЫМИ ВИДАМИ ЕЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Принято выделять два вида люминесценции жидкости при механическом воздействии на нее: сонолюминесценция (СЛ, свечение при ультразвуковом воздействии) и гидролюминесценция (ГЛ, свечение при протекании жидкости в узком канале). Фотолюминесценция – излучение вещества, инициированное внешним облучением в оптическом диапазоне.

Принципиальным вопросом является специфичность гидро- и сонолюминесценции: насколько это излучение похоже на излучение жидкости в каких-либо иных условиях. Ранее нами было показано определенное сходство фото- и гидролюминесценции; кроме того, было выяснено, что гидролюминесценция сопровождается электрическими явлениями. Таким образом, интересно сравнить гидролюминесценцию жидкости с ее излучением при электрическом воздействии; с этой целью в данной работе исследуется электрический разряд.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе исследуется электрический разряд в индустриальном масле И-40А. Разряд создается при подаче напряжения до 30 кВ на электроды, изготовленные из луженой меди.

Конкретно, нас интересуют ответы на следующие вопросы.

А) Интересно узнать, наблюдаются ли в спектре разряда в жидкости те же компоненты, что и при фото- и гидролюминесценции. Высвечивание люминесцентных центров при гидролюминесценции можно было бы объяснить возбуждением их и ультрафиолетовым излучением второй положительной серии азота: в воздушных пузырьках в жидкости возникает электрический разряд, УФ излучение которого возбуждает жидкость. При разряде в жидкости, не содержащей воздух, такой механизм, очевидно, будет отсутствовать; единственным возможным способом останется возбуждением люминесцентных центров собственно электрическими зарядами.

В) Необходимо выяснить, возникают ли при разряде в жидкости какие-либо новые, специфичные по сравнению с ГЛ компоненты. С этой целью необходимо исследование именно слаботоковых разрядов: при значительном энергокладе в разряд в жидкости будет наблюдаться парообразование, диссоциация молекулярных компонент и высвечивание ато-

мов. Очевидно, что в таких процессах была бы потеряна значительная часть индивидуальности исследуемого вещества.

С) Природа развития разряда в жидкости до конца не изучена. Можно выделить две предельные модели развития разряда в жидкости: в одних теориях предполагается, что электрический разряд происходит в газовой фазе, образующейся в жидкости под действием тех или иных причин; в других моделях считается, что жидкость пробивается аналогично твердому телу. Как и предыдущем пункте, нам представляется важным исследование электрического пробоя именно при малых токах: в этом случае развитие газового разряда в паровой фазе может быть диагностировано по излучению молекулярных компонент испарившейся жидкости (подобно тому, как при ГЛ наблюдалась вторая положительная серия азота из содержавшегося в пузырьках воздуха). Является ли образование паровой фазы в жидкости причиной или следствием электрического разряда в ней?

Д) Наконец, газовые разряды давно обсуждаются и в качестве возможного объяснения сонолюминесценции. На наш взгляд, необходимо полнее исследовать сходство и различие таких явлений, как сонолюминесценция, гидролюминесценция, фотолюминесценция и электрический разряд в жидкости. Это поможет установить физическую природу СЛ, на данный момент еще не вполне ясную.

### 3. СПЕКТР ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

Спектр электрического разряда в индустриальном масле И-40А показан на рис. 1.

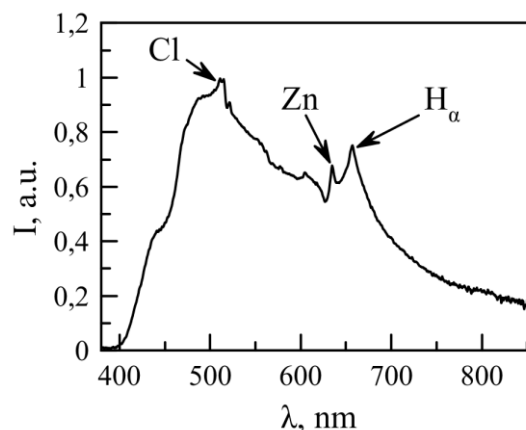


Рис. 1. Спектр разряда в масле И-40А.

Как видно, спектр содержит значительную сплошную составляющую, на которую накладываются отдельные атомарные линии. Линии цинка и хлора обусловлены покрытием  $ZnCl_2$  на электродах.

Линия водорода на самом деле расщеплена, что заметно при съемке спектра с лучшим разрешением (0.26 нм по сравнению с 2.4 нм); см. рис. 2.

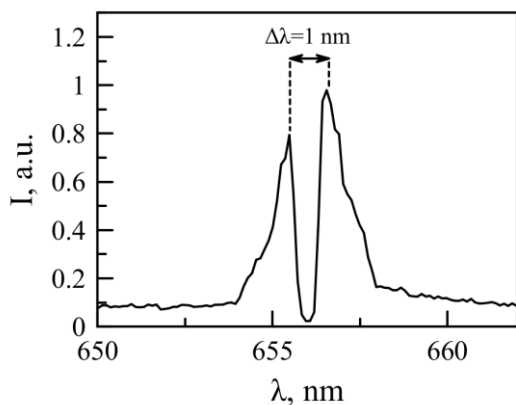


Рис. 2. Штарковское расщепление линии  $H_{\alpha}$ .

Анализ расщепления позволяет оценить напряженность электрического поля в разряде  $\sim 60$  кВ/см.

Спектр на рис. 1 на самом деле состоит из наложенных друг на друга линий отдельных люминесцентных центров, которые наблюдаются как при фото-, так и при гидролюминесценции. Разница лишь в том, что в электрическом разряде возбуждаются сразу все имеющиеся люминесцентные центры.

#### 4. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

По итогам работы можно дать ответы на поставленные выше вопросы.

А) В спектре электрического разряда преобладают компоненты, наблюдаемые и при фотолюминесценции, причем УФ излучение, которое могло бы служить источником возбуждения излучения, отсутствует. Таким образом, можно прийти к выводу, что возбуждение люминесцентных центров происходит непосредственно электронами, возникающими в разряде.

В) Помимо собственно люминесценции масла, в спектре наблюдаются также атомарные компоненты: Zn и Cl из электродов и линия  $H_{\alpha}$  бальмеровской серии водорода. Достаточно очевидно, почему излучение водорода не регистрировалось при фотолюминесценции масла: для появления данной компоненты свечения требовалось изменение состояния вещества (масла), что не наблюдалось при воздействии на него УФ-излучения. Менее очевидно, почему излучение водорода не наблюдалось при гидродинамической люминесценции — в условиях, когда наблюдался газовый разряд внутри паровой фазы в жидкости, тем более что в похожих условиях — при гидродинамической люминесценции воды — излучение водорода было весьма интенсивным.

Разумеется, не существует прямой связи между образованием водорода из компонент масла И-40А и из воды, однако в свете полученных в данной работе результатов отсутствие водородных линий в спектре гидролюминесценции масла И-40А достаточно примечательно.

С) Наблюдается интенсивное образование пузырей в области электрического разряда, однако в спектре не наблюдаются колебательно-вращательные полосы каких-либо молекулярных газов. Таким образом, информацию о составе паровой фазы и ее состоянии (колебательные температуры, вращательные температуры, которые можно приближенно соотнести с температурой поступательных степеней свободы) в данном случае получить невозможно. По данным наших измерений следует заключить, что парогазовая фаза может образовываться в жидкости даже в слаботочных разрядах, т.е. без значительного джоулева тепловыделения.

#### 5. СОНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

Ответ на последний из поставленных в работе вопросов требует отдельного обсуждения.

Наблюдать сонолюминесценцию масла И-40А нам не удалось вообще. Излучение не только не регистрируется использовавшимися в работе спектрометрами, но и не воспринимается ни глазом, ни использованной в наших работах светочувствительной камерой Advert-9642, с помощью которой регистрировалась сонолюминесценция остальных веществ. Отсутствие СЛ масла И-40А тем более удивительно, что ГЛ данного вещества наблюдается сравнительно легко и даже регистрируется обычными спектрометрами AvaSpec.

Таким образом, при ультразвуковом воздействии на масло И-40А не только не наблюдается свечение каких-либо гипотетических газовых разрядов, но и отсутствует обычная люминесценция этого вещества, видимая в самых разнообразных условиях: в электрическом разряде, при возбуждении источником УФ-излучения, при протекании этой жидкости в узком канале. Получается, что весьма интенсивное ультразвуковое воздействие люминесценцию не возбуждает; точнее, это воздействие не возбуждает люминесцентные центры, высвечивающиеся при фото- и гидролюминесценции.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В определенной степени, описываемый здесь отрицательный для сонолюминесценции результат — это парадокс, требующий дальнейшего изучения. В любом случае, факт отсутствия «обычной» люминесценции при сонолюминесценции масла является даже не столько аргументом в пользу специфических причин возникновения подобного излучения, сколько указывает на отсутствие «обычных» причин свечения при ультразвуковом воздействии.

## ТЕПЛООБМЕН КАРБИДА КРЕМНИЯ В ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНЫХ ПОТОКАХ ВОЗДУХА, АЗОТА И УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА

### АННОТАЦИЯ

Проведены экспериментальные исследования теплообмена образцов из карбида кремния (SiC) в дозвуковых струях различных диссоциированных газов (воздуха, азота и углекислого газа), создаваемых 100-киловаттным индукционным ВЧ-плазмотроном ВГУ-4. С помощью водяных проточных калориметров определены тепловые потоки к холодной поверхности с покрытием из карбида кремния, а также к эталонным высоко- и низкокatalитичным материалам (меди и кварцу). Исследован теплообмен образцов из карбида кремния, нагреваемых в струях плазмы воздуха, азота и углекислого газа до температуры 1600 °С. Определены тепловые потоки к поверхностям образцов. Проведено численное моделирование режимов течения плазмы и оценка каталитических свойств материалов по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов. Проведено качественное сравнение микроструктуры поверхностей образцов карбида кремния после взаимодействия с различными диссоциированными газами.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Карбид кремния и композиционные материалы на его основе нашли широкое применение в промышленности, особенно в тех областях, для которых характерны высокие температуры и химически активные среды. Из этого материала могут быть изготовлены элементы тепловой защиты перспективных высокоскоростных летательных аппаратов. Для исследования термохимической стойкости высокотемпературных материалов в потоках диссоциированных газов в ИПМех РАН используются уникальные научные установки РФ индукционные ВЧ-плазмотроны ВГУ-4 и ВГУ-3 мощностью 100 кВт и 1 МВт (соответственно) [1].

### 2. ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ К ХОЛОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Экспериментальное исследование теплообмена проведено на 100-киловаттном ВЧ-плазмотроне ВГУ-4 в свободных дозвуковых струях диссоциированных газов (воздуха, азота и углекислого газа), истекающих из цилиндрического кварцевого разрядного канала диаметром 80 мм, при давлении в барокамере установки 50 гПа и постоянном расходе плазмообразующего газа 2.4 г/с.

Тепловые потоки к холодным поверхностям измерялись в лобовой точке медной цилиндрической водоохлаждаемой модели диаметром 50 мм со скругленной кромкой (стандартная модель ESA).

Для измерений тепловых потоков к холодной стенке ( $T_w \approx 300$  К) использовались стационарные

проточные калориметры [2] с тепловоспринимающей поверхностью из кварца, меди и тонкопленочного покрытия карбида кремния на медном основании. Для модели той же геометрии с помощью трубки Пито измерены скоростные напоры.

Результаты экспериментов по определению тепловых потоков к холодным поверхностям меди, кварца и карбида кремния в дозвуковой струе диссоциированного воздуха в зависимости от мощности анодного питания ВЧ-генератора плазмотрона ВГУ-4 представлены на рисунке 1.

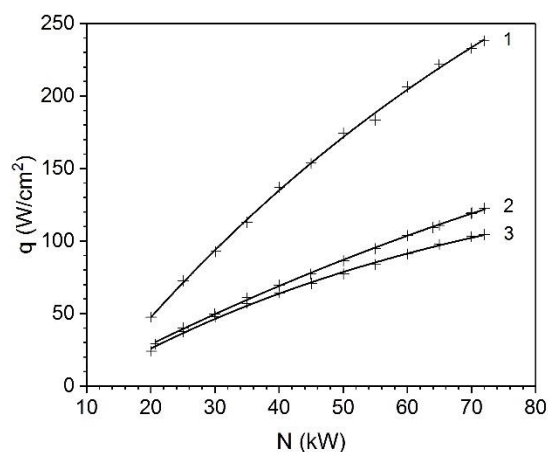


Рисунок 1. Тепловые потоки к холодным поверхностям меди (1), кварца (3) и карбида кремния (2) в дозвуковой струе диссоциированного воздуха в зависимости от мощности ВЧ-генератора плазмотрона ВГУ-4 по анодному питанию.

### 3. ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ К ГОРЯЧЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Для исследования теплообмена образцов из карбида кремния применялась неохлаждаемая цилиндрическая модель диаметром 50 мм со скругленной кромкой, выполненная из того же материала. Были получены поля распределения температур на поверхностях образцов, нагреваемых в дозвуковых струях диссоциированного воздуха, азота и углекислого газа до температуры 1600 °С, из уравнения теплового баланса определены тепловые потоки к поверхностям исследованных образцов.

### 4. МИКРОСТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ

Были проведены качественные сравнительные исследования микроструктуры поверхности образцов из карбида кремния, нагревавшихся в диссоциированных потоках воздуха, азота и



углекислого газа до температуры 1600 °С. Полученные с помощью микроскопа Olympus «SZX-7» микроструктуры приведены на рисунке 2.

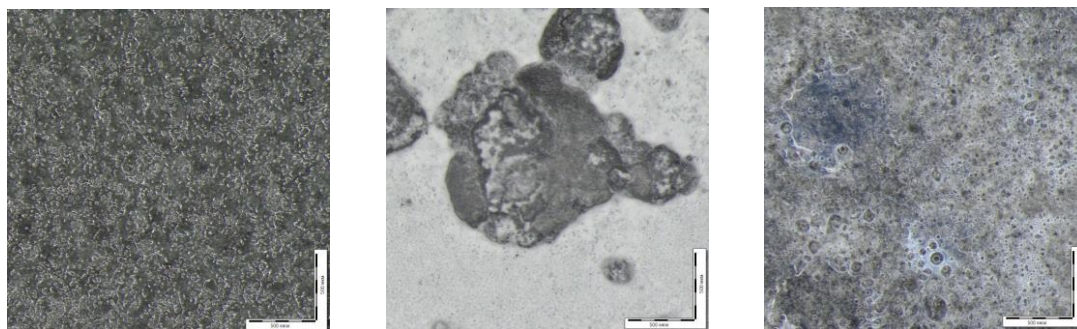
Установлено, что микроструктура поверхности после воздействия высокоэнтальпийного потока существенно различается в зависимости от состава плазмообразующего газа.

После взаимодействия с диссоциированным воздухом поверхность имеет равномерную повторяющуюся шероховатую текстуру со следами стеклования. После взаимодействия с азотом поверхность значительно светлеет, появляются следы стеклования и наросты темно-серого цвета, преимущественно сферической формы, которые склоны к укрупнению и образованию темно-серых макрообъектов. После воздействия плазмы углекислого газа поверхность становится сильно остеклованной, появляются участки поверхности, покрытые прозрачной/белой застывшей массой расплава в виде растекшихся капель с большим количеством пузырей.

зарегистрирован на датчике из кварца, карбидокремниевый датчик показал близкие к нему результаты. Таким образом, для всех трех газов карбид кремния в рассмотренных режимах обтекания проявил себя как низкокatalитичный материал по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов.

Численное моделирование обтекания поверхности модели дозвуковыми струями газов позволило оценить коэффициент рекомбинации  $\gamma_w$  для холодной и нагретой до 1600 °С поверхностей карбида кремния.

Сравнительные исследования микроструктуры образцов из карбида кремния после воздействия диссоциированного воздуха, азота и углекислого газа при температуре поверхности 1600 °С показали, что наилучшее состояние поверхности сохраняется в диссоциированном потоке воздуха, самые крупные дефекты образовались при воздействии на поверхность струй диссоциированного азота.



а

б

в

Рисунок 2. Микроструктура поверхности образцов из карбида кремния после взаимодействия с диссоциированными потоками воздуха (а), азота (б) и углекислого газа (в)

## 5. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для каждого из рабочих газов было проведено численное моделирование течений равновесной газовой плазмы и обтекания модели для рассмотренных экспериментальных режимов. Тепловые потоки в лобовой точке модели рассчитывались с помощью модели неравновесного пограничного слоя конечной толщины. Эффективные коэффициенты гетерогенной рекомбинации  $\gamma_w$  для исследованных материалов определялись из сопоставления определенных в эксперименте и расчетных значений тепловых потоков.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В дозвуковом режиме обтекания цилиндрических моделей струями диссоциированного воздуха, азота и углекислого газа определены тепловые потоки в лобовой точке к холодным поверхностям меди, кварца и карбида кремния. Наименьший тепловой поток

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гордеев А.Н., Колесников А.Ф. Высокочастотные индукционные плазмотроны серии ВГУ //Сб. Актуальные проблемы механики: Физико-химическая механика жидкостей и газов. Москва, Наука. – 2010. – С. 151–177.
2. ASTM E422-05(2016), Standard Test Method for Measuring Heat Flux Using a Water-Cooled Calorimeter. ASTM International, West Conshohocken, PA, 2016. URL: <https://www.astm.org/Standards/E422.htm>





**Секция 12**

**Молодежная секция**



## ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ СКОРОСТИ КОРРОЗИИ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ РАСТВОРЕННОГО ВОДОРОДА В ПАРЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На скорость коррозии металла влияет в большей мере два фактора: водный и температурный режим [1]. Наличие водорода в паре вызвано не только протеканием коррозии при высоких параметрах рабочей среды, но и рядом других процессов: термическим разложением корректирующих реагентов, термической диссоциацией водяного пара, диффузией водорода через стенки труб, термическим разложением органических веществ в питательной воде [2].

Экономические потери, вследствие повреждаемости металла коррозией, колоссальны. Статистические данные по большому числу энергоблоков в США докритических и сверхкритических параметров мощностью от 50 до 600 МВт свидетельствуют, что примерно 56% вынужденных остановов парогенераторов вызваны коррозией [2,3], поэтому необходима оценка соотношения содержания водорода в результате различных процессов, происходящих по тракту энергоблока. Необходимо отметить, что большое значение в тепловой энергетике приобретают надежные и оперативные методы контроля интенсивности коррозии металла в энергоблоках, которые снижают процент повреждаемости оборудования на станциях, что приводит к уменьшению экономических потерь.

### 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объект исследования - металл трубопроводов контуров низкого и высокого давления на парогазовой установке. Паропроизводительность контура высокого давления - 230,5 т/час, контура низкого давления - 55,4 т/час. Предусмотрена корректирующая обработка рабочей среды аммиаком по питательной воде.

Пути поступления молекулярного водорода в однофазную среду (питательная вода, перегретый пар) при дозировании аммиака в тракт энергоблока при условии отсутствия органических соединений в исследуемой среде:

- Молекулярный водород, поступающий с термическим разложением корректирующего реагента. В данном случае аммиака –  $G_{H_2}^{NH_3}$

- Молекулярный водород, образовавшийся в результате термического разложения водяного пара –  $G_{H_2}^{H_2O}$

- Молекулярный водород, образующийся в результате коррозионных процессов –  $G_{H_2}^{корр}$

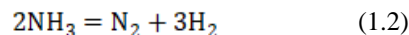
Определяемая концентрация молекулярного во-

дорода в анализируемой среде является суммой всех источников поступления водорода в отбираемую среду. Однако авторы [2] предлагают при расчете молекулярного водорода при температурах равных 500-600°C и давлении выше 30 МПа учитывать, ту долю концентрации, которая затрачивается на синтез аммиака –  $G_{H_2}^{синтез}$ , тогда определенная экспериментально концентрация водорода в однофазной среде представляет собой алгебраическое выражение (1.1):

$$G_{H_2}^{опыт} = G_{H_2}^{корр} + G_{H_2}^{NH_3} + G_{H_2}^{H_2O} - G_{H_2}^{синтез} \quad (1.1)$$

Алгоритм расчета каждого слагаемого уравнения 1.1 при разложении аммиака в однофазной среде:

1. Расчет концентрации молекулярного водорода, обусловленного термическим разложением аммиака, базируется на системе уравнений. Реакция разложения аммиака с образованием молекулярного азота и водорода представлена ниже (1.2).



Равновесный состав смеси аммиака, молекулярного водорода и молекулярного азота, образующейся согласно реакции 1.2, определяется на основе системы трех уравнений: уравнения закона действующих масс (1.3), уравнения материального баланса атомов N и H (1.4) и условия нормировки (1.5) [2]:

$$D = \frac{x_1^2 x_2}{x_3^3} = \frac{K_{p1}}{p^2} \quad (1.3)$$

$$x_1 - 3x_2 = 0 \quad (1.4)$$

$$x_1 + x_2 + x_3 = 1 \quad (1.5)$$

где  $K_{p1}$  – константа равновесия реакции (1.2);  $p$  – давление теплоносителя, МПа;  $x_1, x_2, x_3$ , - мольные доли компонентов равновесной смеси:  $NH_3, H_2, N_2$  и  $H_2$  соответственно.

2. Источником водорода в паровой фазе является термическое разложение водяного пара. При температурах выше 630°C водяной пар термически разлагается с образованием молекулярного водорода и кислорода [4]. Так как в рассматриваемом случае максимальная температура пара в контуре

высокого давления достигает 505°C, что ниже требуемого для термоллиза, принимается  $G_{H_2}^{H_2O} = 0$ .

3. Так как необходимо учитывать затрачиваемые части молекулярного водорода на синтез аммиака только в случае давления выше 30МПа, а в исследуемом энергоблоке давление рабочей среды не выше 8,25МПа, максимальная температура - 505°C, принимается  $G_{H_2}^{синтез} = 0$  [2].

Таким образом, измеренная концентрация водорода для исследуемого энергоблока представляет собой алгебраическую сумму (1.6):

$$G_{H_2}^{опыт} = G_{H_2}^{корр} + G_{H_2}^{NH_3} \quad (1.6)$$

Тогда концентрация молекулярного водорода, образующегося вследствие коррозии (1.7):

$$G_{H_2}^{корр} = G_{H_2}^{опыт} - G_{H_2}^{NH_3} \quad (1.7)$$

В двухфазной среде доля аммиака, перешедшая в паровую часть, рассчитывается по уравнению (1.8).

$$G_{пар}^{NH_3} = (K_p + \omega) \cdot G_{котловая\ вода}^{NH_3} \quad (1.8)$$

где  $K_p$  – коэффициент распределения аммиака между водой и паром;  $G_{пар}^{NH_3}$  – концентрация аммиака в насыщенном паром, мг/дм<sup>3</sup>;  $\omega$  – влажность насыщенного пара;  $G_{котловая\ вода}^{NH_3}$  – концентрация аммиака в котловой воде, мг/дм<sup>3</sup>.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Концентрация аммиака в питательной воде составляет - 100 мг/кг.

Расчет массовых компонентов разложения аммиака показал: наименьшее выделение молекулярного водорода происходит в перегретом паре, что связано с минимальной концентрацией аммиака в соответствующей точке контроля. Молекулярного водорода в перегретом паре высокого давления выделяется больше, чем в контуре низкого давления, что связано с повышением температуры и давления среды.

После определения концентрации молекулярного водорода, образовавшегося в результате термического разложения аммиака, рассчитывается концентрация растворенного водорода согласно формуле (1.8). Максимальное количество молекулярного водорода, обусловленного процессом коррозии, наблюдается в контуре низкого давления, так как, известно, что повреждаемость трубной системы испарителей низкого давления котлов-утилизаторов парогазовых установок обусловлена, прежде всего реализацией механизма эрозии-коррозии вызываемого различными термодинамическими параметрами и условиями: высокая степень влажности пара, низкое значение рН жидкой

фазы, температура рабочей среды в диапазоне 100-180°C, высокая скорость и значительный расход влажного пара, а также свойства конструкционных материалов и в частности содержание легирующих элементов в стали [5]. В насыщенном и перегретом паре контура высокого давления примерно в пять раз ниже концентрация растворенного водорода, выделившегося в результате коррозионных процессов.

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Определена концентрация молекулярного водорода, обусловленная процессом коррозии, применительно к парогазовой установке мощностью 220 МВт в точках контроля: питательная вода, котловая вода, насыщенный и перегретый пар, - что дает возможность косвенно оценить скорость коррозии металла по всему тракту энергоблока.

2. При анализе результатов, полученных в ходе расчета, выявлено, что максимальное количество молекулярного водорода, образовавшегося в результате коррозии, выделяется в контуре низкого давления.

3. Определено, что в насыщенном и перегретом паре контура высокого давления в пять раз ниже молекулярного водорода, обусловленного процессами коррозии, что связано с повышенной коррозионно-эрозией металла в контуре низкого давления при температурах 100-180°C.

### 6. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Воронов В.Н.** Водно-химические режимы ТЭС и АЭС. М.: МЭИ, 2009. 240 с.
2. **Бланк Ю.И., Пасечник И.В.** К вопросу оценки интенсивности пароводяной коррозии энергоблоков по водороду. Сборник статей «Водоподготовка, водный режим и химконтроль на паросиловых установках». М.: «Энергия», 1978. 6 с.
3. **Акользин П.А., Маргулова Т.Х. Мартынова О.И.** Водный режим паротурбинных блоков сверхкритических параметров. М.: «Энергия», 1972. 176 с.
4. **Бланк Ю.И.** Термодинамические свойства и коэффициенты переноса водяного пара при высоких температурах и высоких давлениях. Автореферат кандидатской диссертации. Одесса, 1968.
5. **Михайлов А.В.** Исследование эрозионно-коррозионной стойкости элементов пароводяного тракта котлов-утилизаторов парогазовых установок и разработка методов ее повышения. Автореферат кандидатской диссертации. 2010.

«Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №22-29-20314, <https://rscf.ru/project/22-29-20314/>»

## АНАЛИЗ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРУБНОЙ СИСТЕМЫ СУДОВОГО ПАРОГЕНЕРАТОРА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема обеспечения виброрезонансной устойчивости является одной из ключевых для гарантии надежной и безопасной работы различных систем ядерной энергетической установки (ЯЭУ). В целях предотвращения резонансных эффектов, связанных с возбуждением акустических колебаний в сложных каналах ЯЭУ при различных эксплуатационных режимах, необходимо располагать достоверной информацией о частотном спектре собственных колебаний действующей установки, обусловленных акустическими стоячими волнами (АСВ). Большой вклад в разработку методов и алгоритмов расчета частотного спектра АСВ в реакторах с водой под давлением (ВВЭР) внесли работы К.Н. Проскуракова с соавторами [1-3].

### 2. МЕТОД РАСЧЕТА

Для рассматриваемой в данной работе судовой ЯЭУ, согласно методу, предложенному К.Н. Проскураковым, конструкция паропроизводящей установки (ППУ) как сложной гидромеханической системы может быть разбита на элементарные расчетные участки двух типов. Первый тип представляет из себя условно прямые участки, находящиеся между парой акустических неоднородностей. В качестве таких неоднородностей в конструкции теплогидравлического тракта рассматриваются изгибы каналов, ветвления, мембраны, изменения площади проходного сечения и прочие локальные особенности геометрии, приводящие к существенному изменению гидравлического сопротивления [4]. Эти участки рассчитываются в приближении полупрозрачности акустических неоднородностей (приближении АСВ), в котором принимается, что падающая волна при взаимодействии с неоднородностью будет разделяться на прошедшую и отраженную. Далее и прошедшая, и отраженная волны вновь испытывают аналогичное разделение на другие пары отраженных и прошедших волн на встречающихся им по пути канала неоднородностях. В результате интерференции волн, получившихся в результате множественного отражения, образуются акустические стоячие волны (АСВ).

По предложенной в методике для данного типа элементов производится расчет главной гармоники участка и подразумевается наличие соответствующего набора гармоник, кратных главной. Для простоты под собственной частотой АСВ будет иметься

ся ввиду именно главная частота, которая считается самой интенсивной.

Второй тип связан с моделью резонатора Гельмгольца и представляет из себя трубку, как элемент сосредоточенной акустической массы, и соединенный с ней участок, сравнительно большего поперечного сечения, чем трубка, представляющий элемент сосредоточенной акустической емкости. Очевидно, что под данное описание подходят питательный и паровой коллекторы как элементы емкости. В отличие от модели АСВ резонатору Гельмгольца соответствует только одна собственная частота.

Следует заметить, что участки различного типа могут перекрываться. Так, для коллекторных систем справедливо наличие как собственной частоты резонатора Гельмгольца, так и собственных частот АСВ.

Помимо деления конструкции по характерным геометрическим особенностям, в рассматриваемом аппарате возможно разделение тракта на зоны по характеристикам колеблющейся среды. Участок тракта от питательных коллекторов до трубок подвода теплоизолирован, в результате чего параметры среды в этой зоне практически постоянные и соответствуют параметрам питательной воды. Участки для расчета частот АСВ в этой зоне разделяются локальными гидравлическими сопротивлениями, такими, как изгибы и смена проходного сечения. В паровом коллекторе также практически не изменяются параметры среды, и он рассчитывается аналогичным образом.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ПАРОГЕНЕРАТОРА СУДОВОЙ ЯЭУ

Расчеты, проведенные по описанной выше методике для парогенератора ПГ-28 судовой ЯЭУ, показали, что самой низкой является частота, относящаяся к прямому опускному участку, который находится между дроссельными трубками и подводами к змеевиковой части парогенератора. Поскольку этот участок не задействован в теплообмене, эту частоту можно считать практически не меняющейся при изменении мощности реакторной установки (РУ).

Численно эта частота равна 57.8 Гц. Следующие по возрастанию три частоты относятся к паровому коллектору и равняются 152.7 Гц, 262.8 Гц и 364.6 Гц. Значительное число собственных частот заключено в диапазоне 900-1100 Гц, эти частоты

относятся к участкам, принадлежащим дроссельным трубкам и трубкам подвода.

На рис. 1 представлены группы собственных частот различных элементов парогенерирующей системы, которые значительно изменяются при изменении мощности работы ПГ. Это частоты элементов змеевиковой трубной системы и парового коллектора, рассчитанные в приближении резонатора Гельмгольца.

Поскольку в динамических режимах работы ЯЭУ при изменении мощности РУ соотношения между длинами экономайзерного, испарительного и пароперегревательного участков меняются, то представленные на рис. 1 зависимости свидетельствуют о том, что уменьшение длины участка в результате изменения мощности тепловыделения приводит к росту его собственной частоты и наоборот. Так, вслед за уменьшением длины пароперегревательного участка происходит увеличение собственной частоты этого участка  $f_{пп}$  и частоты парового коллектора  $f_{пк}$ . В то же время частоты  $f_{эк}$ ,  $f_{исп}$  и  $f_{дф}$  показывают обратную тенденцию, вслед за ростом длин экономайзерного и испарительного участка.

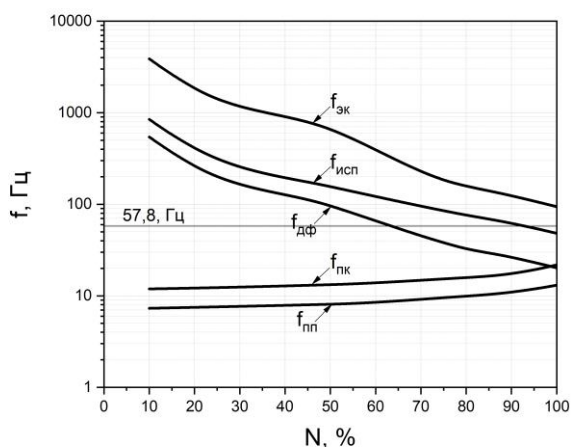


Рис. 1. Собственные частоты:  $f_{пп}$  – пароперегревательного участка,  $f_{исп}$  – испарительного участка,  $f_{эк}$  – экономайзерного участка,  $f_{дф}$  – двухфазного участка,  $f_{пк}$  – частоты парового коллектора в приближении резонатора Гельмгольца.

Как показывает рис. 1, при номинальной мощности работы парогенератора ( $N = 100\%$ ) наблюдается пересечение зависимостей  $f_{пк}$  и  $f_{дф}$  с частотой звуковых колебаний на уровне 21 Гц, а также совпадение собственных частот колебаний испарительного  $f_{исп}$  и двухфазного  $f_{дф}$  участков с частотой АСВ прямого опускного участка при 90% и 65% мощности работы ПГ соответственно.

Расчеты также показали, что в динамических режимах работы ЯЭУ существуют множественные наложения собственных частот теплоизолированных частей ПГ и  $f_{эк}$ ,  $f_{исп}$  и  $f_{дф}$ , а следовательно, есть возможность их взаимного усиления при воз-

никновении резонансного режима при наличии внешнего источника колебаний той же частоты.

В частности, по представлениям, изложенным в работах [2, 3], диффузор в акустическом плане является аналогом электрического усилителя с нелинейной положительной обратной связью по отношению к колебаниям среды в канале.

Наиболее очевидными источниками колебаний в контурах циркуляции теплоносителя и рабочих сред в ЯЭУ являются циркуляционные насосы. Частотные характеристики циркуляционного насоса испытываются на специальных стендах и включены в паспорт устройства, а возникновения резонансов конструкции на частотах возмущений, генерируемых насосом, отслеживаются еще на начальных этапах пусконаладочных работ.

Вместе с тем, в эксплуатационных режимах работы ЯЭУ на различных уровнях мощности могут существовать иные источники колебаний, которые могли быть упущены при стандартных процедурах. Такими источниками колебаний являются упругие возмущения, генерируемые вихревой структурой потока, локализуемой в конструкции, а также автоколебания различной природы, способные возникать в конструкции теплогидравлического тракта.

Проводимые исследования показывают, что, несмотря на то, что механизмы генерации колебаний в сложных энергоустановках имеют разную природу, все они могут приводить к нежелательным резонансным эффектам и поэтому должны быть учтены в процессе проектирования для отстройки от спектра собственных колебаний, низкочастотная часть которых обусловлена существованием АСВ.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований, грант № 19-08-00223.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Проскуряков К.Н., Федоров А.И., Запорожец М.В., Дятловский А.А., Гусейнов В.А., «Методы и алгоритмы идентификации источников возникновения акустических стоячих волн в первых контурах АЭС с ВВЭР-440», Глобальная ядерная безопасность, 2015, №3(16), с. 77-84
2. Проскуряков К.Н. «Научные основы создания и практического применения цифровой акустической модели АЭС с ВВЭР», Современные проблемы теплофизика и энергетики, материалы III международной конференции, Москва, 2020 с. 645-646
3. Проскуряков К.Н., Анисеев А.В., Афшар И. «Верификация цифровой акустической модели реактора в пусковых и номинальном режимах АЭС с ВВЭР», Современные проблемы теплофизика и энергетики, материалы III международной конференции, Москва, 2020 с. 646-648.
4. Аркадов Г.В., Павленко В.И., Слепов М.Т. «Виброакустика в приложениях к реакторной установке ВВЭР-1200» М.: Наука, 2018. 469 с.



## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛОТДАЧИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОТОКА ГАЗА С ПОЛОСОЙ В ЗОНЕ ПРЯМОГО ПЛАМЕННОГО НАГРЕВА АГРЕГАТА НЕПРЕРЫВНОГО ГОРЯЧЕГО ЦИНКОВАНИЯ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день снижение энергозатрат является одной из основных задач крупных металлургических предприятий. Большие потери энергии из-за неэффективного использования выработанной теплоты приводят к излишнему расходу тепловой энергии на предприятии, и, как следствие, росту энергозатрат.

Данная проблема является актуальной для зоны безокислительного нагрева агрегата непрерывного горячего цинкования.

### 2. ОБЩАЯ ИНФОРМАЦИЯ О СЕКЦИИ ПРЯМОГО ПЛАМЕННОГО НАГРЕВА

Секция прямого пламенного нагрева служит для нагрева полосы от 20 до 750°C. Нагрев полосы осуществляется при непосредственном контакте продуктов сгорания из горелок. В качестве топлива используется природный газ. Газ сжигается при помощи длиннопламенных горелок. Количество горелок равно 40 шт. Система регулирования сгорания разделена на 4 зоны, по 10 горелок в каждой зоне. На сегодняшний день ориентировочный расход полезного тепла на нагрев полосы составляет 30 – 35%. Исходя из этого, для снижения энергозатрат в секции прямого пламенного нагрева необходимо иметь полное представление о протекающих в ней теплообменных процессах.

### 3. ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью данной работы является моделирование конвективного теплообмена в зоне прямого пламенного нагрева при непосредственном взаимодействии факела горелки с полосой и определение коэффициентов теплоотдачи и конвективных потоков тепла при различных режимах работы горелок.

Модель реализована с помощью программного обеспечения ANSYS.

### 4. ЭТАПЫ ВЫПОЛНЕНИЯ

Для решения поставленной задачи на основе имеющихся данных о моделируемой зоне был создан чертеж, на базе которого далее разрабатывалась 3D модель рис. 1.

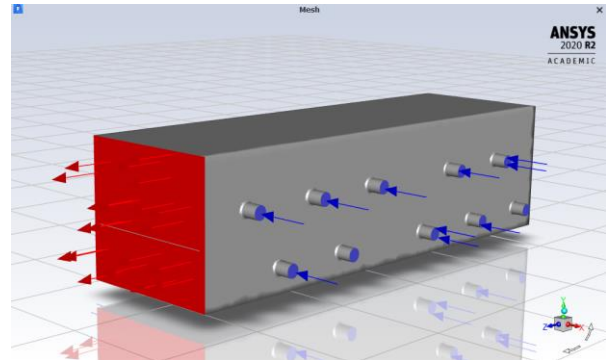


Рис.1. Итоговый вид 3D модели с заданными направлениями движения потоков газа и полосы.

Были предварительно рассчитаны скорости потоков газа и его температура на выходе из каждой горелки, которые для номинального режима составляют  $v_r = 165$  м/с и  $T_r = 2273$  К. Давление на выходе из зоны нагрева составляет  $P_b = 10$  кПа.

Далее на основании полученных результатов и созданной 3D модели зоны нагрева были выполнены расчеты конвективного теплообмена с помощью программного инструмента Ansys Fluent.

В результате расчетов были получены данные о распределении коэффициентов теплоотдачи по верхней и нижней поверхности полосы, распределении тепловых потоков, были визуализированы потоки течения газов.

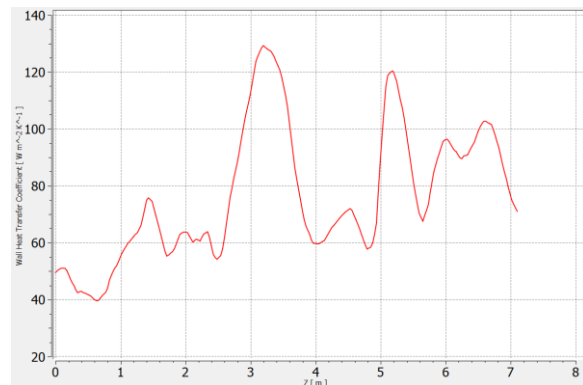


Рис. 2. Изменение коэффициента теплоотдачи вдоль центральной оси нагреваемой полосы на верхней плоскости.

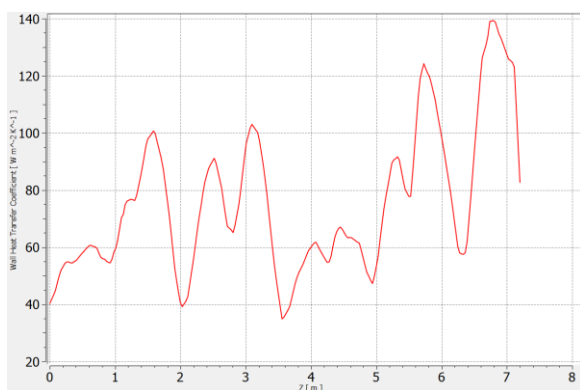


Рис. 3. Изменение коэффициента теплоотдачи вдоль центральной оси нагреваемой полосы на нижней плоскости.

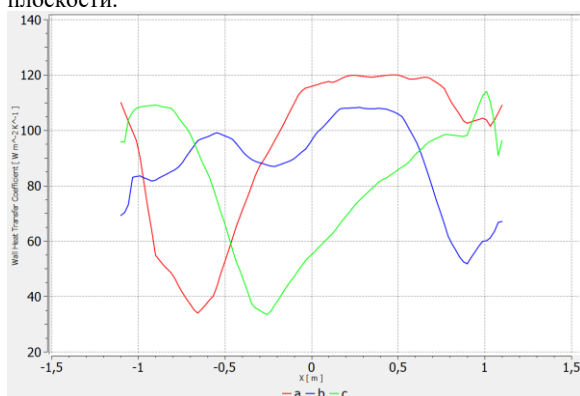


Рис. 4. Изменение коэффициента теплоотдачи по ширине нагреваемой полосы в сечениях 1 м, 3,5 м и 6 м. а – 3,5 м, b – 6 м, c – 1 м.

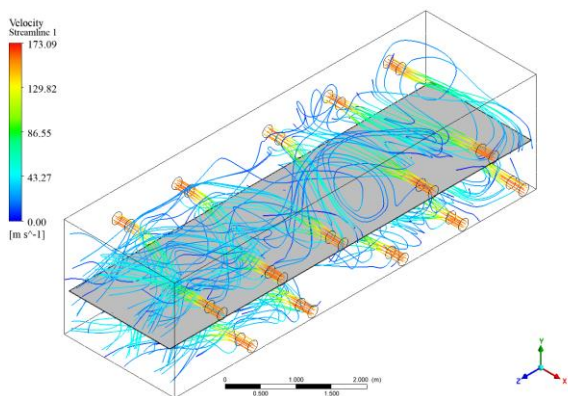


Рис. 5. Визуализация движения потоков газа.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная модель конвективного теплообмена в секции прямого безокислительного пламенного нагрева агрегата непрерывного горячего цинкования позволяет определить коэффициенты теплоотдачи при непосредственном контакте потоков газа с поверхностью нагреваемой полосы и условия ее нагрева при различных режимах работы горелочных устройств, с учетом сортамента и режимов движения полосы, что дает возможность обеспечить повышение энергоэффективности нагрева в зоне.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зинганшин А.М. Вычислительная гидродинамика. Постановка и решение задач в процессоре Fluent. – Казань: КГАСУ, 2013.
2. Равич М.Б. Топливо и эффективность его использования. / М.Б. Равич – М.: Наука, 1971.
3. В.В. Померанцев, К.М. Арефьев Основы практической теории горения: Учебное пособие для вузов. 2-е изд., - Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В РЕАКТОРАХ ХРАНЕНИЯ ТЕПЛОЙ ЭНЕРГИИ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТАЛЛОГИДРИДОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с уменьшением запасов ископаемых ресурсов, ростом обеспокоенности о глобальном потеплении и увеличивающимся спросом на электроэнергию, эффективное использование возобновляемых источников энергии становится все более актуальным. В идеальном сценарии возможен полный переход с традиционных ископаемых энергоносителей к возобновляемой энергии, причем будет задействовано лишь 23% от общей установленной мощности [1], что потребует продолжения инноваций и улучшения технологий возобновляемой энергетики.

Солнечная энергия, стоящая в одном ряду с другими источниками возобновляемой энергии, является относительно простой для практического использования [2]. В основном, в качестве систем получения энергии из солнца, используются объединения солнечных фотоэлектрических преобразователей (солнечные панели) и солнечные коллекторы (концентраторные солнечные установки) [3].

Солнечные коллекторы, наряду с солнечными батареями, сильно зависят от сезонных и географических характеристик облучения поверхности Земли солнечной радиацией. Эти характеристики могут существенно колебаться в пределах одного солнечного дня, ограничивая область эффективной генерации энергии в пределах 7-8 часов в сутки.

Одним из методов компенсации неравномерности генерации энергии этих установок является интеграция в состав солнечного коллектора системы хранения тепловой энергии. Такие системы становятся весьма актуальными, когда подача и потребление тепла не совпадают по времени.

### 2. ТЕПЛОАККУМУЛИРУЮЩИЕ МАТЕРИАЛЫ И СИСТЕМЫ

#### 2.1. Типы теплоаккумулирующих систем

Теплоаккумулирующие системы многократного (циклического) действия подразделяются на теплоемкостные, термохимические и фазопереходные. Наиболее распространенные системы хранения тепловой энергии в основном используют принцип фазового перехода (ФП) [4-5] или теплоемкость массивов из стали, бетона, керамики (кирпичей) и прочих.

#### 2.2. Термохимические системы хранения тепла и их особенности

Ключевые преимущества обратимых термохимических систем хранения тепловой энергии можно обобщить в следующем:

- более высокая плотность энергии благодаря химической природе связывания тепла;
- стабильные химические соединения обладают термодинамической стабильностью хранения тепловой энергии при обычных («комнатных») температурах окружающей среды без потери своих свойств, обеспечивая долговременное хранение;
- могут быть использованы для транспортировки тепловой энергии на большие расстояния;
- регенерация запасенного тепла возможна без потери в эксергии тепловой энергии.

##### 2.2.1. Термохимические системы на базе металлгидридной технологии

Металлогидридные системы, рассматриваемые в качестве обратимых систем хранения тепла, способны запасать тепловую энергию с массовой плотностью до 2 МДж/кг [6]. Полезное тепло высвобождается при подаче водорода в объем металлгидридной системы при определенных давлении и температуре. Тепловая мощность системы и её температурные режимы могут быть скорректированы изменением параметров расхода газа и давления в газовой подсистеме. Регенерация системы производится при наличии внешнего источника тепла, путём нагрева металлгидрида для обеспечения реакции десорбции водорода в газовую подсистему.

Основные научно-технические вопросы разработки и конструирования эффективных металлгидридных устройств связаны, с особенностями процессов тепломассопереноса внутри объема металлгидрида [7-9]. Неэффективные решения по обеспечению тепломассопереноса внутри засыпки из интерметаллического сплава (ИМС), наряду с высокой теплотой реакции (экзотермическая при сорбции водорода и эндотермическая при десорбции), приводят к так называемому кризису тепломассопереноса, который характеризуется резким замедлением динамики термохимической реакции в системе [7-9].

Таким образом, интенсификация теплообмена между ИМС и системой охлаждения является важнейшей задачей для обеспечения максимально возможной для системы тепловой мощности.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

#### 3.1. Материалы и металлгидридный реактор

Варьирование состава ИМС позволяет получить сплав, удовлетворяющий необходимым требованиям по параметрам давления сорбции/десорбции в температурной области от 0 до 100°C, которые обеспечивают функционирование системы хранения тепловой энергии в заданных параметрах. Сплав состава  $\text{LaFe}_{0,1}\text{Mn}_{0,3}\text{Ni}_{4,8}$  был выбран на основе подходящих параметров давление-концентрация-температура (РСТ-диаграммы): давление в системе не более 13 атм. при комнатной температуре и температурные параметры системы охлаждения/нагрева 20-90 °С.

#### 3.2. Порядок проведения и результаты экспериментов

Основной задачей в ходе проведения экспериментальных работ было определение достижимости циклической стабильности работы системы хранения тепловой энергии с замкнутой газовой подсистемой. Подача водорода в металлгидридный реактор (МГ-реактор) (режим выделения тепла) осуществлялась из газовой подсистемы (40 л. баллон), реактор охлаждался жидким теплоносителем (вода) через замкнутый контур с расширительным баком на 20 литров, при этом начальная температура воды составляла 20°C. Разрядка МГ-реактора в газовую подсистему (регенерация системы хранения тепла) проводилась при температуре хладагента (воды) 90°C. Была проведена серия заряда-разряда реактора.

По результатам эксперимента можно судить о принципиальном достижении циклической стабильности системы хранения тепловой энергии, ёмкостные параметры которой совпадают с расчетными при данных температурах теплоносителя. На Рис.1 показаны РСТ-диаграммы сплава  $\text{LaFe}_{0,1}\text{Mn}_{0,3}\text{Ni}_{4,8}$  с наложенной на диаграмму схемой циклической работы установки.

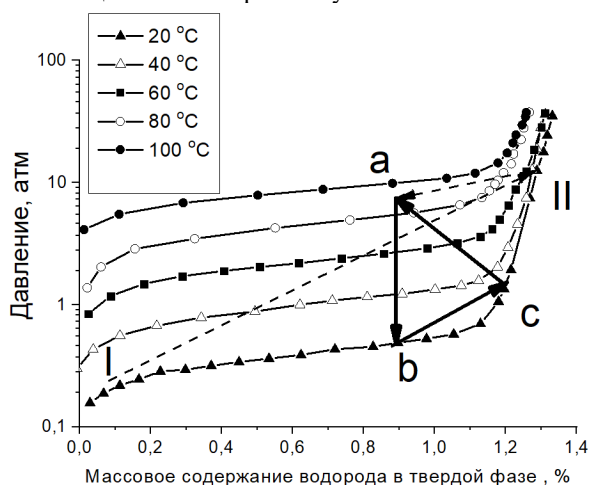


Рис. 1. РСТ-диаграммы сплава  $\text{LaFe}_{0,1}\text{Mn}_{0,3}\text{Ni}_{4,8}$  при различных температурах

I → II – начальная стадия (полная зарядка МГ-реактора)

II → a – первоначальная разрядка МГ-реактора в баллон

a → b – температурная релаксация системы

b → c – генерация тепловой энергии (зарядка реактора)

c → a – регенерация системы (разрядка реактора)

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При заданных параметрах была достигнута циклически стабильная ёмкость системы в 24% от номинального объема МГ-реактора по водороду. Динамика реакции может быть существенно улучшена путем внедрения более эффективных решений по обеспечению тепломассообмена между засыпкой ИМС и хладагентом.

Следует расширить температурный диапазон работы установки для обеспечения большей циклической емкости при том же количестве сплава (вплоть до смены хладагента и выхолаживания жидкостной системы до минусовых температур перед началом генерации тепла). Необходим поиск и подбор нового ИМС, более подходящего для предполагаемых температурных диапазонов работы установки, который позволит существенно увеличить циклическую ёмкость установки.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Peng X**, Root TW, Maravelias CT. Storing solar energy with chemistry: the role of thermochemical storage in concentrating solar power. *Green Chem* 2017;19:2427–38.
2. **Abbott D**. Keeping the energy debate clean: how do we supply the world's energy needs? *Proc IEEE* 2010;98(1):42e66..
3. **Desideri U**, Campana PE. Analysis and comparison between a concentrating solar and a photovoltaic power plant. *Appl Energy* 2014;113:422–33.
4. **Farid MM**, Khudhair AM, Razack SAK, Al-Hallaj S. A review on phase change energy storage materials and applications. *Energ Convers Manag* 2004;45:1597e615.
5. **Jinjia W**, Yasuo K, Satoshi H, Hiromi T. Study on a PCM heat storage system for rapid heat supply. *Int J Appl Thermal Eng* 2005;25:2903e20.
6. **Reiser A**, Begdavonic B, Schliche K. The application of Mg based metal hydrides as heat energy storage systems. *Int J Hydrogen Energy* 2000;25:425e30
7. **Dunikov D**, Borzenko V and Malysenko S 2012 Influence of impurities on hydrogen absorption in a metal hydride reactor *International Journal of Hydrogen Energy* 37 13843-8.
8. **Borzenko V**, Blinov D and Glagoleva A 2018 Stand-Alone, Logistics - Free kW-Scale Hydrogen Energy Storage System. In: 2018 International Multi-Conference on Industrial Engineering and Modern Technologies, FarEastCon 2018
9. **Borzenko V I**, Romanov I A, Dunikov D O and Kazakov A N 2019 Hydrogen sorption properties of metal hydride beds: Effect of internal stresses caused by reactor geometry *International Journal of Hydrogen Energy* 44 6086-92.

## ДИНАМИКА КАПЛИ ЖИДКОСТИ, ПАДАЮЩЕЙ НА НАГРЕТУЮ САПФИРОВУЮ ПОДЛОЖКУ С ПРОЗРАЧНЫМ НАГРЕВАТЕЛЕМ

### 1. АННОТАЦИЯ

При микроструйном [1] или спрейном охлаждении [2], нагретой выше температуры кипения жидкости поверхности, зародившиеся пузырьки растут и сливаются внутри тонкой пленки жидкости [3]. В данной работе представлена высокоскоростная визуализация динамики капли и эволюции пузырьков, образующихся внутри жидкости, при соударении одиночной капли с нагретой подложкой. В качестве подложки используется сапфировая пластина с напыленным прозрачным нагревателем из оксида индия–олова (ITO) толщиной 1 мкм. Рабочая жидкость – суперочищенная деионизированная вода.

### 2. ВВЕДЕНИЕ

Капли жидкости являются ключевым объектом во многих промышленных отраслях, таких как камеры сгорания двигателей, струйная печать, спрейное охлаждение [2]. Конечный результат процесса охлаждения при помощи спрея зависит от множества факторов, включая интегральные характеристики системы и характеристики сопла, физические свойства жидкости, поверхности и условия окружающей среды. Эти особенности с фундаментальной точки зрения часто моделируются на основе результатов, полученных при исследовании соударения, динамики и испарения одиночной капли на нагретой поверхности [3]. Механизмами теплообмена в двухфазном режиме являются испарение с поверхности тонкой плёнки, вторичная нуклеация, тепломассообмен на линии контакта трех фаз.

В данной работе представлены новые данные по динамике пузырьков в тонкой пленке жидкости при соударении капли жидкости о горячую поверхность. Начальная температура подложки варьировалась от 90 до 150 °С.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Используемая экспериментальная установка изображена на рис. 1. Капля воды объемом  $12,7 \pm 0,3$   $\mu\text{l}$  и начальной температурой 23 °С падает на нагретую подложку. Генерация капли происходит при помощи шприцевого насоса Cole-Parmer со шприцем на 10 мл, к которому подсоединен через гибкую фторопластовую трубку наконечник пипетки (Thermo Scientific Finntip) с диаметром 0,35 мм. Расстояние между иглой и подложкой  $113 \pm 2$  мм. В качестве жидкости использовалась дегазированная сверхчистая деионизированная вода (Merck Millipore). В качестве

подложки использовалась круглая сапфировая пластина с диаметром 40 мм, толщиной 4 мм. Шероховатость составила  $r_{ms}=10$  нм. Согласно измерениям, проведенным с помощью DSA100E (KRUSS GmbH), вода на сапфировой пластине имела наступающий краевой угол смачивания составил  $76,21^\circ$ , тогда как отступающий краевой угол смачивания составил  $36,51^\circ$  при нормальных атмосферных условиях, свободная энергия поверхности  $40,88$  мН/м.

Сапфировая пластина с нанесенным нагревателем из ITO прозрачна в видимом диапазоне света, что позволило получить четкие изображения. К серебряным электродам с обеих сторон нагревателя были припаяны медные провода, которые были подключены к источнику тока Gwinstek GPD-7430S для обеспечения нагрева пластины. Начальная температура подложки варьировалась от 90 до 150 °С.

Данные, полученные в ходе экспериментов, представляют собой видеозаписи, полученные с помощью высокоскоростной камеры Photron Nova s12 и стереомикроскопа Альтами. Покадровая обработка велась с помощью программы ImageJ. Были получены средние диаметры капель, средние диаметры пузырей в растекающейся капле, динамика роста пузырей. Масштаб составлял примерно 37,35 микрон на пиксель.

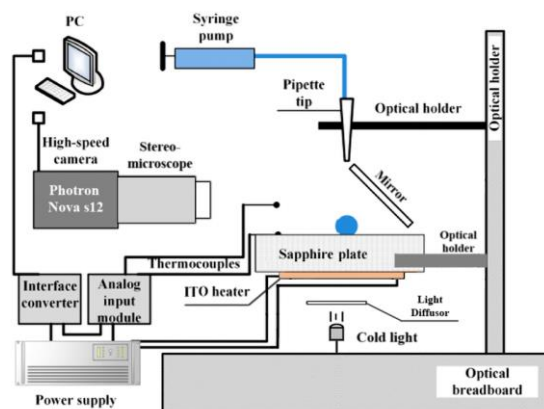


FIG. 1: Visualization setup.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

С помощью термодар, закрепленных на подложку, были получены и обработаны данные изменения температуры подложки при соударении капли жидкости. На рис. 2 видно, что наблюдается снижение температуры в момент удара капли с подложкой.

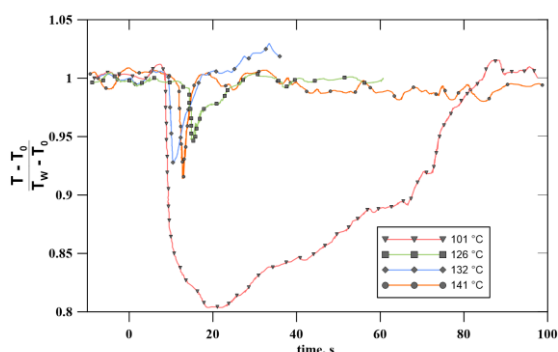


Рис. 2. График изменения температуры во времени. Изображено 4 температурных режима подложки: 101°C, 126°C, 132°C и 141°C.

На рис. 3 показана динамика диаметра капли, растекающейся по нагретой поверхности, для различных начальных температур подложки. Измерялся средний диаметр капли по всему периметру, так как линия контакта могла двигаться неравномерно по всем направлениям. Также показаны характерные формы капель в различные моменты времени.

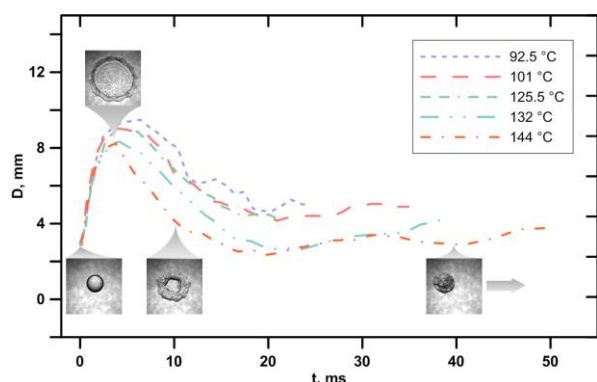


Рис. 3. График изменения диаметра капли жидкости от времени. Изображено 5 температурных режимов подложки: 92,5°C; 101°C; 125,5°C; 132°C и 144°C.

Визуализация сверху позволила оценить размеры и диаметр пузырьков, точно определить причину и время разрыва пленки жидкости. Гистограммы размеров пузырьков были построены с использованием данных по всей площади тонкой пленки жидкости в разные моменты времени (рис. 4). На гистограммах можно увидеть динамику роста пузырей газа со временем, а также сравнить ее при различных температурных режимах. Показано, что средний диаметр пузырьков увеличивается со временем до 160-200 мкм в момент разрыва капли жидкости. Установлено, что эта величина не зависит от температуры подложки, тогда как скорость роста пузырьков в капле жидкости сильно зависит от теплового потока. Максимальный и минимальный контактные диаметры капли уменьшаются с ростом температуры подложки (рис. 3).

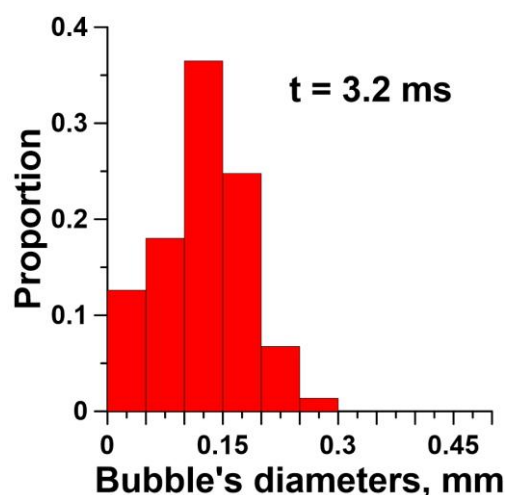


Рис. 4. Гистограмма диаметров пузырей в момент времени 3,2 мс после удара.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные исследования по динамике капли жидкости, падающей на нагретую поверхность, объемом около 12,7 мкл и начальной температурой 23°C. Температура подложки варьировалась в пределах от 90°C до 150°C. Показано, что время и скорость растекания капли жидкости практически не зависят от температуры подложки. Однако, максимальный и минимальный диаметры капли с ростом температуры уменьшаются. Время растекания от момента соприкосновения капли до момента достижения максимального диаметра составляет примерно 5 мс во всем диапазоне температур подложки. Для возникающих в капле пузырей газа с разрешающей способностью оптической системы замечено, что средний диаметр пузырей со временем увеличивается: от 40-80 мкм в момент соударения до 160-200 мкм в момент разрыва капли жидкости. Показано, что с ростом температуры подложки, средние размеры пузырей не меняются, меняется скорость роста пузырей в капле жидкости.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-19-00722).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gatapova E.Ya., Sahu G., Khandekar S., Hu R., Thermal Management of High-Power LED Module with Single-Phase Liquid Jet Array, Applied Thermal Engineering, 184, 116270 (2021).
2. Khandekar S., Muralidhar K., Sahu G., Gatapova E.Ya., Kabov O.A., Hu R., Luo X., Zhao L., Cooling of high-power LEDs by liquid sprays: Challenges and Prospects, Applied Thermal Engineering, 184, 115640 (2021).
3. Gatapova E.Ya., Gatapova K.B., Bubble dynamics in thin liquid film and breakup at drop impact, Soft Matter, 16, 10397-10404 (2020).

## УПРАВЛЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫМ НАГРЕВОМ СТЕНКИ ПРИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ИЗУЧЕНИИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение конвективного теплообмена в каналах с турбулентными течениями является актуальной задачей современной теплофизики. Понимание механизмов переноса импульса и теплоты в таких течениях откроет новые возможности для интенсификации теплообмена в тепловых машинах и системах охлаждения.

В настоящее время влияние закона подвода теплоты к стенке на теплообмен в турбулентных течениях изучено недостаточно подробно. Поэтому в данной работе представлен способ управления локальным нагревом стенки по разным законам для экспериментального изучения теплообмена в каналах.

### 2. МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ НАГРЕВОМ

Основным параметром, характеризующим конвективный теплообмен между движущейся средой и поверхностью (стенкой), является коэффициент теплоотдачи [1]. Для стационарного процесса этот коэффициент определяется формулой:

$$\alpha = \frac{q}{(t_w - t_f)}, \quad (1)$$

где  $q$  – удельный тепловой поток через стенку, Вт/м<sup>2</sup>;  $t_w$  и  $t_f$  – температура стенки и среды соответственно, °С.

В соответствии с приведенной выше формулой, выделяют следующие граничные условия для такого рода теплообмена:

- постоянный удельный тепловой поток –  $q = const$ ;

- постоянная температура стенки –  $t_w = const$ .

Данные условия можно использовать в качестве законов для управления локальным нагревом стенки с целью получения коэффициента теплоотдачи и изучения конвективного теплообмена в каналах.

### 3. ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА

Разработано устройство для управления подводом теплоты по вышеуказанным законам. В зависимости от конструкции стенки устройство может включать в себя  $N$  каналов нагрева. На рис. 1 приведена структурная схема устройства с одним каналом.

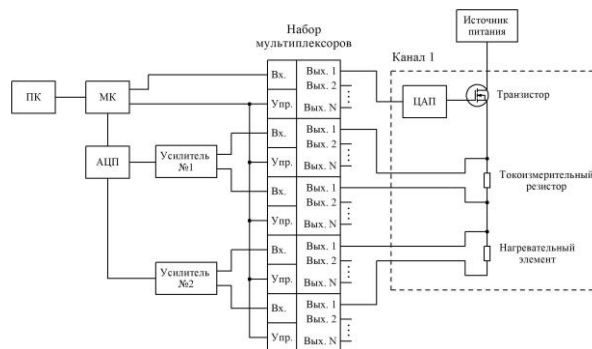


Рис. 1. Структурная схема устройства с одним каналом нагрева

При замыкании транзистора постоянное напряжение от источника питания подается на нагревательный элемент через токоизмерительный резистор. Напряжение на резисторе подается через усилитель №1 на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) для измерения тока нагрева. Напряжение на нагревательном элементе подается через усилитель №2 и измеряется другим каналом АЦП. Таким образом выполняется измерение электрического сопротивления нагревательного элемента. На основе температурной зависимости сопротивления вычисляется температура нагрева. Микроконтроллер (МК) проводит данные вычисления, выполняет анализ значений тока и температуры и в зависимости от выбранного закона управляет открытием транзистора через цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП).

Для одновременного управления всеми каналами нагрева элементы каждого канала подключены к соответствующим выходам мультиплексоров, а усилители и МК – к соответствующим входам. Переключение между каналами осуществляется подачей МК соответствующего сигнала на управляющие входы мультиплексоров.

Выбор закона нагрева, запуск, остановка устройства, а также сохранение результатов измерений тока и температуры осуществляется с помощью персонального компьютера (ПК).

В качестве стенки используется печатная плата с медными дорожками, выполняющими роль нагревательных элементов. Выбранный материал для элементов имеет высокий температурный коэффициент сопротивления и обеспечивает достаточную точность измерения температуры. Фрагмент платы показан на рис. 2.

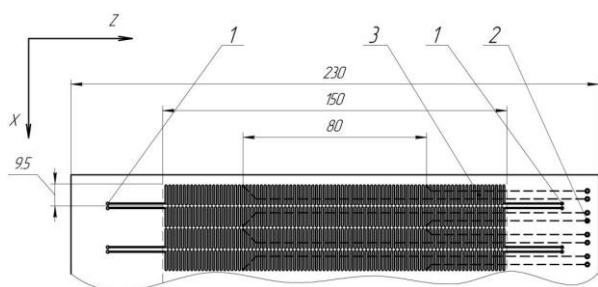


Рис. 2. Фрагмент платы с нагревательными элементами: 1 – контакты для подключения к устройству; 2 – контакты для измерений напряжения; 3 - медная дорожка.

Помимо контактов для подключения к устройству каждая дорожка имеет выводы для измерений напряжения на центральном участке, который непосредственно контактирует с воздушным потоком внутри канала. На плате расположено 48 дорожек.

Для удобства работы с устройством и отображения результатов измерений было разработано программное обеспечение (ПО) для компьютера.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Проведены тестовые эксперименты в прямоугольном канале сечением  $100 \times 100$  мм. Канал обдувался ламинарным воздушным потоком, имеющим расход  $Q = 16 \text{ м}^3/\text{ч}$ . Число Рейнольдса составляло порядка 3000. Во время экспериментов были задействованы 8 нагревательных элементов на плате. Проверялась работа устройства по поддержанию постоянного тока нагрева (постоянного удельного теплового потока) и постоянной температуры.

На рис. 3 показаны результаты измерений, отображаемые в ПО, при поддержании устройством постоянного тока через элементы. Величина поддерживаемого тока составляла 650 мА.

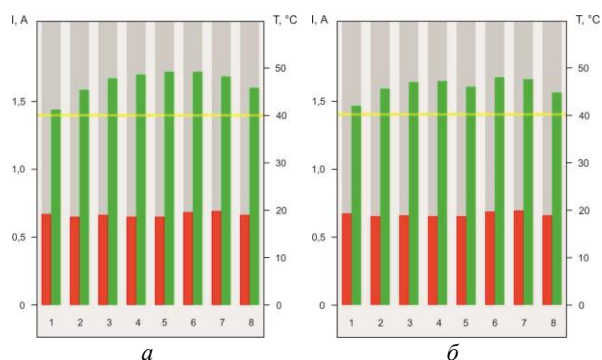


Рис. 3. Распределение температуры (зеленые столбцы) в режиме поддержания постоянного тока (красные столбцы): а – без теплоотвода; б – с теплоотводом на элементе №5.

На рис. 3а отображены результаты измерений при обдуве платы без теплоотвода, а на рис. 3б – при установке с противоположной стороны платы

на нагревательный элемент №5 алюминиевого бруска. Размеры бруска составляли  $20 \times 10 \times 88$  мм. По графикам видно, как на этом элементе при неизменном токе нагрева (удельном тепловом потоке) уменьшилась температура на  $3^\circ\text{C}$ .

На рис. 4 показаны результаты измерений при поддержании устройством постоянной температуры элементов. Величина поддерживаемой температуры составляла  $40^\circ\text{C}$ .

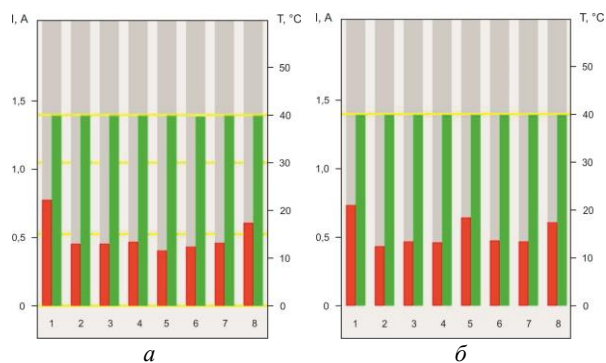


Рис. 4. Распределение тока нагрева (красные столбцы) в режиме поддержания постоянной температуры (зеленые столбцы): а – без теплоотвода; б – с теплоотводом на элементе №5.

На рис. 4а отображены результаты измерений при обдуве платы без теплоотвода, а на рис. 4б – при установке на нагревательный элемент №5 алюминиевого бруска. По графикам видно, как на этом элементе при неизменной температуре ток нагрева увеличился на  $0,2 \text{ А}$ , что свидетельствует об увеличении удельного теплового потока.

Из рис. 3а видно, что при постоянном тепловом потоке температура на граничных элементах ниже, чем на элементах, находящихся посередине. Аналогично из рис. 4а видно, что при постоянной температуре тепловой поток через элементы, находящиеся посередине, меньше, чем через граничные элементы. Это свидетельствует о переносе тепла вдоль зоны нагрева движущимся потоком воздуха.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработано устройство для управления локальным нагревом стенки по законам постоянного удельного теплового потока и постоянной температуры. Проведены тестовые эксперименты с восемью нагревательными элементами в канале, которые подтвердили работоспособность устройства и его применимость для исследования конвективного теплообмена.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 22-19-00507.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эккерт Э.Р., Дрейк Р.М. Теория тепло- и массообмена. Пер. с англ. под ред. А.В. Лыкова. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. 680 с.



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОНДЕНСАЦИИ ВБЛИЗИ СЛОЯ КНУДСЕНА КИНЕТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для оптимизации размеров высокоэффективных охлаждающих устройств с микронными характерными размерами, требуются новые фундаментальные знания о процессах с фазовыми переходами на микромасштабе. Ранее было изучено испарение вблизи слоя Кнудсена и за его пределами [1]. Рассмотрены несколько подходов к моделированию процесса испарения жидкости в пар, такие как: модель Герца-Кнудсена (ГК), модель Шраже (Ш), моделирование моментным методом (ММ) и численное решение S-модельного кинетического уравнения. Были проведены расчеты с помощью всех упомянутых моделей на примере аргона. Получено хорошее согласие результатов кинетического моделирования с результатами, полученными методами молекулярной динамики [2]. Показано преимущество ММ перед ГК и Ш.

Моделирование процесса конденсации пара кинетическими методами было сделано в работах [3,4]. В последнее время развиваются подходы, основанные на моделировании методами молекулярной динамики.

В данной работе проведены расчеты конденсации моноатомного газа различными методами на основе кинетических уравнений Больцмана. Расчеты сравниваются с результатами, полученными методами молекулярной динамики.

### 2. ОПИСАНИЕ ПРОБЛЕМЫ

Рассматривается одномерная задача конденсации моноатомного газа, рис. 1.

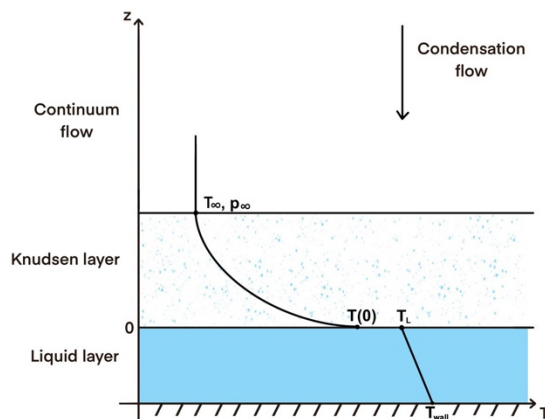


Рис. 1. Схема задачи.

В работе рассматриваются два подхода к

моделированию процесса конденсации основанные на решение кинетического уравнения Больцмана. Это моделирование моментным методом и численное решение S-модельного кинетического уравнения.

В случае моментного метода уравнение Больцмана записывается в виде:

$$v_y \frac{\partial f}{\partial y} = Q(f, f_*).$$

После представления функции распределения в виде суммы:

$$f(z, \mathbf{v}) = a_L^+(z)f_L^+ + a_\infty^+(z)f_\infty^+ + a_\infty^-(z)f_\infty^- + a_*^-(z)f_*^-,$$

получается система из трех уравнений с пятью неизвестными. Решение системы, относительно безразмерной скорости конденсации  $S_\infty$ , реализовано в Python с использованием внутренней библиотеки scipy. В работе рассматриваются как нелинейное так и линеаризованное уравнение.

Для моделирования процесса конденсации моноатомного газа также используется S-модельное кинетическое уравнение:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} = v'(f^s - f).$$

Где функция распределения определяется следующим образом:

$$f^s(t, y, \mathbf{v}) = f^M \left( 1 + \frac{2mVq}{15n(y)(k_B T(y))^2} \left( \frac{mV^2}{2k_B T(y)} - \frac{5}{2} \right) \right).$$

Данное S-модельное кинетическое уравнение решается численно методом дискретных скоростей.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Для сравнения фиксируем набор данных с температурой на границе и соответствующее давление насыщения. Расчеты проводятся для газа аргона. Результаты представлены в Таблице 1. В шести последних столбцах указаны данные, которые рассчитаны различными численными методами. Они

сравниваются с данными других авторов [2], полученными методами молекулярной динамики.

Анализируя результаты, представленные в таблице, понятно, что метод моментов хорошо согласуется с численным решением S-модельного кинетического уравнения. Также наблюдается хорошее

согласие с данными молекулярной динамики при больших скоростях конденсации.

Таблица 1. Параметры с обеих сторон слоя Кнудсена. Данные, полученные численными методами.

Случай	$T_L$ , К	$T_\infty$ , К	$p_{sat}(T_L)$ , кПа	$p_\infty$ , кПа	$S_\infty$			$J$ , кг*с <sup>-1</sup>		
					ММ	[2]	S-модель	ММ	[2]	S-модель
1	83,3	85,0	106,5	125,8	0,076	0,078	0,077	101,7	105,5	102,9
2	82,0	83,2	91,63	121,8	0,126	0,141	0,129	165,1	184,6	169,0
3	80,6	83,1	77,74	125,7	0,210	0,206	0,200	265,5	273,6	270,3
4	79,0	79,4	64,45	122,8	0,274	0,271	0,279	369,8	365,5	376,8
5	76,3	78,8	49,89	131,04	0,401	0,403	0,406	580,6	583,2	587,8

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена одномерная задача о конденсации молекул пара. Сравняются три разных подхода: численное решение S-модельного кинетического уравнения, моделирование методами молекулярной динамики, а также рассматривается моментный метод. В частности, проводится сравнение с данными, полученными в работе [2]. Показано отличие между моделированием процесса испарения и конденсации. Построена модель на основе моментного метода для вычисления безразмерных параметров. Получено хорошее согласие между результатами, полученными моментным методом, численным решением S-модельного кинетического уравнения и данными полученными методами молекулярной динамики.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-19-00722).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Graur I. A., Gatapova E. Ya., Wolf M., Batueva M. A.**, Non-equilibrium evaporation: 1D benchmark problem for single gas, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 181 (2021) 121997.
2. **Liang Z., Biben T., Keblinski P.**, Molecular simulation of steady-state evaporation and condensation: Validity of the Schrage relationships, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 114 (2017) p.105-114
3. **Muratova T.M. and D.A. Labuntsov**, Kinetic analysis of the evaporation and condensation processes // *High Temperature*. 1969. Vol. 7. С. 959–967.
4. **Labuntsov D.A. and Kryukov A.P.** Analysis of intensive evaporation and condensation // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1979. Vol. 22. P. 989–1002.

## КИПЕНИЕ В ПЛОСКИХ МИНИ- И МИКРОКАНАЛАХ С НЕОДНОРОДНЫМ НАГРЕВОМ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Кипение является одним из самых эффективных и простых методов теплоотвода высоких тепловых потоков. Кипение достаточно широко изучено в большом объеме [1] и активно ведется исследование проточного кипения в каналах [2]. Актуальность исследования проточного кипения в микроканалах связана с задачами охлаждения электронного и микроэлектронного оборудования. Экспертами полупроводниковой промышленности в международном плане по развитию полупроводниковых технологий [3] обозначена проблема охлаждения микроэлектронного оборудования при высоких и сверхвысоких тепловых потоках с неоднородным тепловыделением. Данная проблема является одним из основных препятствий для создания нового поколения высокопроизводительных процессоров с трехмерной интеграцией.

Целью работы является исследование динамики пузырей и теплообмена при кипении в мини- и микроканалах высотой от 0,2 до 3 мм с неоднородным тепловыделением при различном недогреве рабочей жидкости.

### 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

#### 2.1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 1. Использовались несколько однотипных рабочих участков. Рабочий участок состоит из стальной пластины с вмонтированным заподлицо медным нагревателем со стороны 10x10 или 3x3 мм, высота канала во всех использованных рабочих участках регулируется с помощью сменных фторопластовых вкладышей, образующих боковую стенку канала, на которые плотно прилегает верхняя стенка канала из просветленного стекла. Ширина канала в экспериментах варьировалась от 10 мм – однородный нагрев (ширина канала равна ширине нагревателя), до 32 мм – неоднородный нагрев (ширина канала превышает ширину нагревателя). Равномерность высоты контролировалась конфокальным датчиком Micro-Epsilon IFC2451. Рабочая жидкость подается в рабочий участок через контур, состоящий из насоса (1), пластинчатого теплообменника (2) для термостабилизации рабочей жидкости при помощи термостата (10) и ультразвукового расходомера (3). Температура жидкости на входе в рабочий участок контролируется с точностью  $\pm 1$  °С. Температура недогрева воды до температуры насыщения варьировалась от 75 до 25 °С. При проведении экспериментов с мощностью нагрева более

200 Вт используется вспомогательный контур (7)-(8) для охлаждения рабочей жидкости. Давление на входе и выходе в канал измерялось датчиками давления. В качестве рабочей жидкости использовалась чистая вода Milli-Q, а также растворы поверхностно-активных веществ на основе воды Milli-Q. Поверхностное натяжение используемых растворов измерялось до и после эксперимента при помощи тензиометра KRUSS K100 методом пластины Вильгельми.

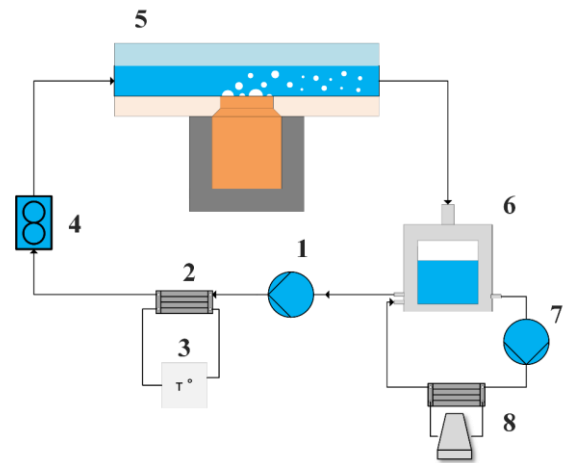


Рис. 1. Схема экспериментального стенда. 1 – насос Ismatec Reglo-ZS, 2, 8 – пластинчатый теплообменник HXP-193, 3 – термостат Huber MPC K6, 4 – расходомер Titan Atrato Ultrasonic, 5 – рабочий участок, 6 – бак с рабочей жидкостью, 7 – циркуляционный насос Xylem D5, 8 – циркуляционный контур ИТ СО РАН.

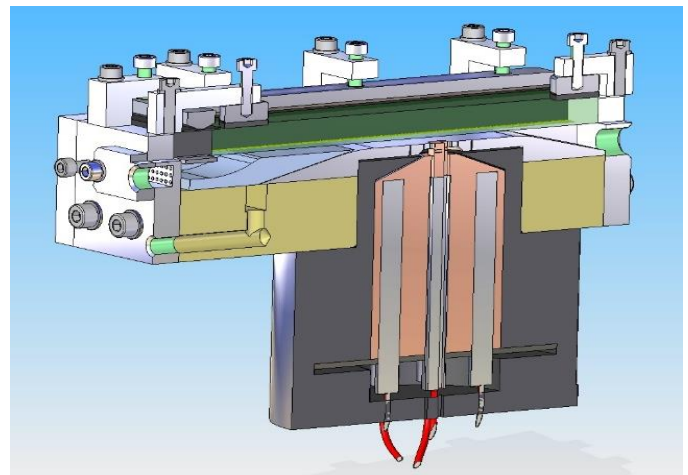


Рис. 2. Конструкция рабочего участка мощностью 3.5 кВт (разрез вдоль потока).

Для исследования кипения при сверхвысоких тепловых потоках создан рабочий участок мощно-

стью 3.5 кВт с рабочей поверхностью нагревателя 1 см<sup>2</sup>, Рис. 2. При помощи 6 термопар, диаметром 0.25 мм, заделанных в нагреватель, и 9 термопар диаметром 0.5 мм, заделанных в стальную пластину, определяется тепловой поток в медном стержне, а также тепловые растечки в пластину из нержавеющей стали (Рис. 3). Тепловой поток с нагревателя определяется, как тепловой поток вдоль медного стержня, измеренный при помощи термопар, за вычетом тепловых растечек в пластину.

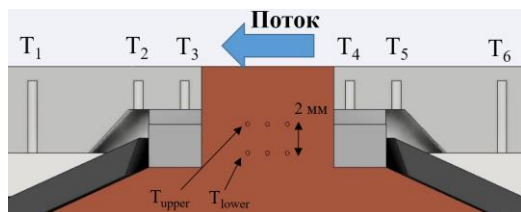


Рис. 3. Расположение термопар в нагревателе и в подложке (разрез вдоль потока).

Визуализация процесса кипения проводилась при помощи высокоскоростных камер Photron SA 1.1 и SA 5. Скорость съемки при визуализации полномасштабной гидродинамики кипения составляла до 15 000 кадров в секунду при разрешении до 1024x1024 пикселей (пкс), а скорость съемки при наблюдении динамики роста и конденсации индивидуальных пузырей пара достигала 775 000 кадров в секунду при разрешении 128x24 пикселей. Камеры оборудованы оптической системой высокого пространственного разрешения (до 500 нм на пиксель камеры, в зависимости от используемых объективов). Пример визуализации динамики парового пузыря представлен на Рис. 4.

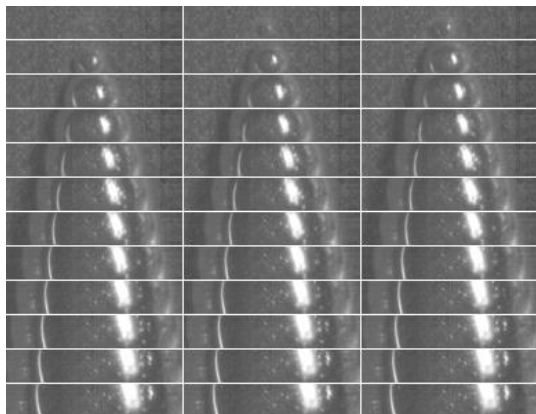


Рис. 4. Визуализация (последовательность кадров слева направо и сверху вниз) роста парового пузырька, частота записи 775 000 кадров в секунду (вид сверху, поле зрения 366x68 мкм, временной интервал между кадрами 1,29 мкс).

## 2.2. Верификация тепловых потерь с помощью численного моделирования

Корректность методики расчета теплового потока и тепловых потерь по показаниям термопар в рабочем участке верифицировалась путем сравнения численного моделирования конвективного теп-

лообмена в канале в пакете COMSOL Multiphysics с результатами соответствующего эксперимента.

На Рис. 5 показано распределение температуры в зависимости от продольной координаты (вдоль течения), по данным численного и натурального эксперимента. Как можно видеть из Рис. 5 наблюдается достаточно хорошее совпадение для термопар, наиболее близко расположенных к нагревателю, по которым происходит расчет тепловых потерь в стальную пластину. Имеется хорошее совпадение по средней температуре стенки нагревателя ( $T_{wall}$ ) и среднему коэффициенту теплоотдачи.

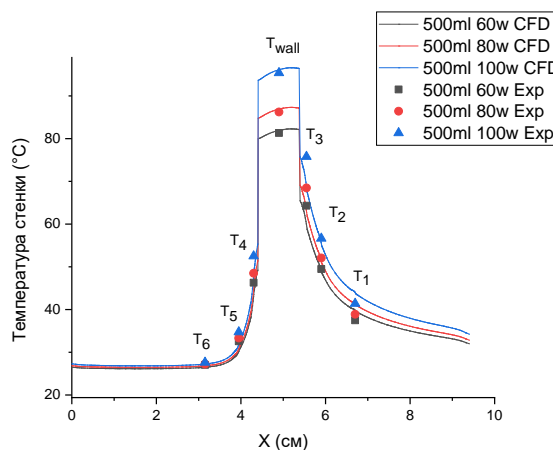


Рис. 5. Температура стенки от продольной координаты при конвективном теплообмене в канале. Расход жидкости 500 мл/мин. Джоулева теплота нагрева от 60 до 100 Вт. Высота канала 1 мм. Exp - эксперимент, CFD – численное моделирование.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

### 3.1. Динамика роста одиночных паровых пузырей при кипении в плоских каналах

Данные по динамике роста одиночных паровых пузырей в каналах высотой 0,4, 0,6, 1 и 2 мм и шириной 30-32 мм, обрабатывались по методике, предложенной в [4]. На Рис. 6 представлена динамика роста пузырьков пара в канале высотой 0,4 мм на обогреваемой стенке при числе Якоба равном 95. Как видно из Рис. 6, экспериментальные данные по росту пузырьков хорошо согласуются с корреляцией Микича-Розенау [5] на начальной стадии роста и с корреляцией Лабунцова-Ягова [6] на конечной диффузионной стадии роста. Следует отметить, что обе корреляционные зависимости используются в приближении полусферического пузыря.

После обработки данных динамики роста для различных высот канала в соответствии с [4], данные о росте усреднялись для каждой высоты канала и сравнивались с известными из литературы данными, полученными при кипении воды в большом объеме при атмосферном давлении и при кипении в миканалах. [7-10], как показано на Рис. 7. Экспериментальные данные занимают промежуточное положение между относительно старыми данными о росте пузырьков и новыми данными Lohse [10].

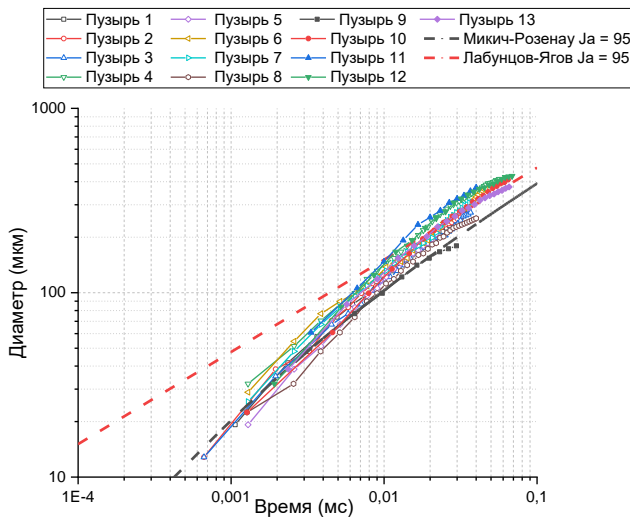


Рис. 6. Динамика роста пузырей в канале высотой 0,4 мм. Закрашенные символы – скорость съемки 300 000 кадров в секунду, пустые символы – 775 000 кадров в секунду. Начало отсчета времени существования пузыря определяется по методике, описанной в [4].

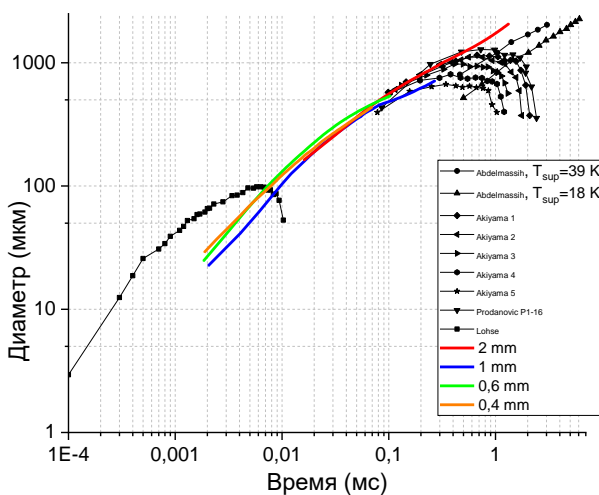


Рис. 7. Осредненные данные динамики пузырей, полученные при кипении чистой воды в каналах с неоднородным нагревом в сравнении с данными известными из литературы для роста паровых пузырей в чистой воде [7-10]. В легенде указана высота канала.

При достаточно близких температурах стенки (числах Якоба) нагревателя не наблюдается явной зависимости динамики роста пузырьков от высоты канала при постоянной ширине. Таким образом, можно сделать вывод, что стесненность по высоте канала не оказывает существенного влияния на динамику паровых роста пузырей на локализованном источнике тепла, для диапазона высоты канала от 0,4 до 2 мм.

### 3.2. Гидродинамика кипения в плоских мини- и микроканалах

Проведена визуализация процесса кипения в плоских каналах с высотой 0,2–3 мм при однородном (ширина канала равна ширине нагревателя), и неоднородном нагреве (ширина канала превышает ширину нагревателя). При относительно низкой температуре перегрева стенки до 40-50°C наблюдается пузырьковый режим кипения, а при повышении температуры перегрева стенки, как правило, за один-два шага по тепловому потоку, проявлялся неустойчивый режим кипения, характеризующийся осцилляциями большого парового пузыря на поверхности нагревателя (Рис. 8). Не обнаружено существенного влияния температуры недогрева воды в диапазоне 25–75 °С на качественную картину гидродинамики кипения. Частота осцилляций большого парового пузыря увеличивается с уменьшением высоты канала. При низких расходах воды в канале высотой 3 мм наблюдался так называемый режим кипения парового столба т.е. отсутствовали осцилляция большого парового пузыря. Стоит отметить, что при достаточно больших высотах канала от 2 мм при высоких расходах жидкости не наблюдался переход от пузырькового к осцилляционному режиму кипения вплоть до кризиса теплообмена.

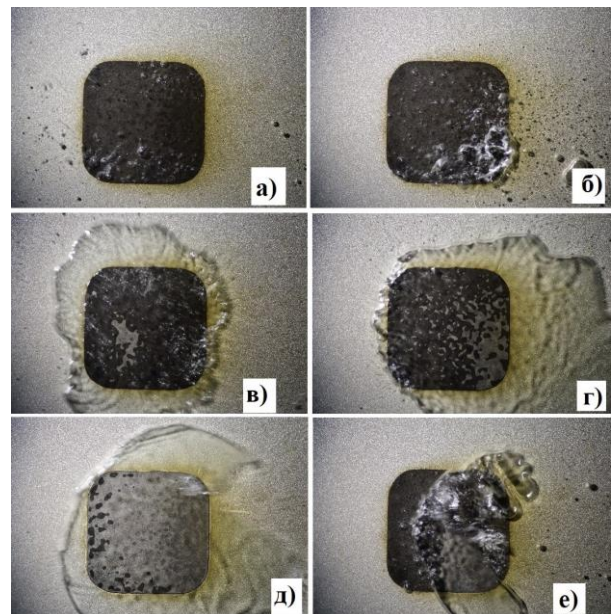


Рис. 8. Жизненный цикл осциллирующего парового пузыря над нагревателем. а) образование отдельных пузырьков, б) слияние отдельных пузырьков и начало роста пузыря, в) быстрый рост пузыря, г) образование сухих пятен на поверхности нагревателя под пузырем, д) осушение поверхности нагревателя под пузырем, е) схлопывание пузыря.  $h = 1$  мм,  $G = 92,6$  кг/м<sup>2</sup>с,  $q = 246$  Вт/см<sup>2</sup>.

### 3.3. Теплообмен при кипении в плоских мини- и микроканалах

Проведено исследование теплообмена и критического теплового потока при кипении чистой воды в плоских каналах с однородным и неоднородным нагревом высотой 0,2–2 мм. Высота канала оказы-

вает существенное влияние на теплообмен при кипении. Это можно проиллюстрировать разбросом кривых кипения в каналах малой высоты, например в канале высотой 0,32 мм, Рис. 9 (б). Кривые кипения в канале высотой 2 мм, Рис. 9(а), хорошо согласуются между собой вплоть до кризиса теплообмена при кипении. Этот разброс (т.е. более ранний переход от режима пузырькового кипения к неустойчивому осцилляционному режиму) имеет тенденцию к увеличению с уменьшением высоты канала при одинаковом перегреве стенки.

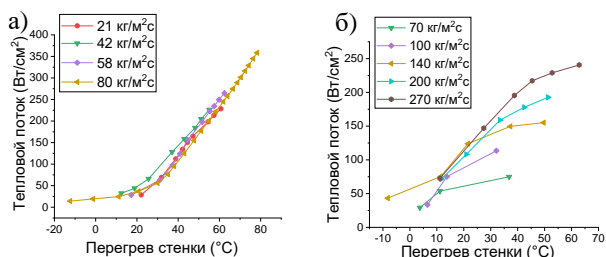


Рис. 9. Кривые кипения в плоском канале с неоднородным нагревом для высоты канала 2 мм (а) и 0,32 мм (б).

Критический тепловой поток в канале с однородным нагревом уменьшается с уменьшением высоты канала. Аналогичная зависимость критического теплового потока от высоты канала также наблюдается для случая неоднородного нагрева. Данные по критическому тепловому потоку в канале с однородным нагревом сопоставлены с данными для случая неоднородного нагрева с исключенной зависимостью от массового расхода воды ( $G$  – кг/м²с), которая одинакова для обоих типов каналов, как показано на Рис. 10. Характер зависимости от высоты канала для разных типов каналов, несколько отличается, что подтверждает влияние гидродинамики течения на критический тепловой поток.

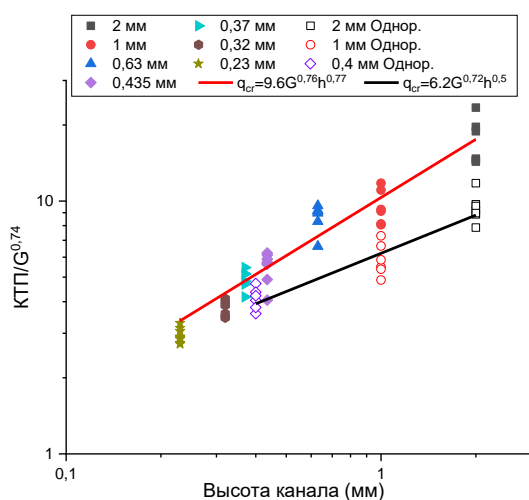


Рис. 10. Влияние высоты канала на критический тепловой поток (КТП) для однородного (обозначено в легенде - Однор.) и неоднородного нагрева. Размер нагревателя 10x10 мм.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные данные по динамике роста паровых пузырей в микканале при интенсивном нагреве удовлетворительно описываются зависимостью Лабунцова-Ягова для диффузионной стадии роста пузыря и формулой Микича-Розенау для переходной области от инерционной стадии роста к диффузионной стадии. При достаточно близкой температуре стенки, начальная динамика роста парового пузыря не зависит от высоты канала.

При однородном и неоднородном нагреве со стороны стенки высота канала в диапазоне 0,2 – 2 мм оказывает существенное влияние на критический тепловой поток. Выявлено снижение критического теплового потока для канала с однородным нагревом, что вызвано более стесненными условиями течения в данном канале.

В докладе также будут представлены данные по кипению в канале с нагревателем 10x10 мм для воды с добавлением поверхностно-активных веществ, и для диэлектрической жидкости HFE-7100, а также данные по кипению в канале с нагревателем 3x3 мм для воды.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 22-49-08018).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М. Атомиздат, 1979, 416 с.
2. Liang G., Mudawar I. Review of channel flow boiling enhancement by surface modification, and instability suppression schemes //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2020. – Т. 146. – С. 118864.
3. International Roadmap for Devices and Systems, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2021 // [Электронный ресурс] - <https://irds.ieee.org/editions> (дата обращения 01.03.2022).
4. Belosludtsev V. V., Zaitsev D. V. Influence of time reference point selection on representation of bubble growth data during flow boiling in microchannels //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing LLC, 2020. – Т. 2212. – №. 1. – С. 020011.
5. Mikic B. B., Rohsenow W. M., Griffith P. On bubble growth rates //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1970. – Т. 13. – №. 4. – С. 657-666.3
6. Лабунцов Д. А. Физические основы энергетики. Избранные труды по теплообмену, гидродинамике, термодинамике //М.: Изд-во МЭИ. – 2005
7. Abdelmessih A. H. Spherical bubble growth in a highly superheated liquid pool //Cocurrent Gas Liquid Flow. – Plenum Press, 1969.
8. Akiyama M., Tachibana F. Motion of vapor bubbles in subcooled heated channel //Bulletin of JSME. – 1974. – Т. 17. – №. 104. – С. 241-247
9. Prodanovic V., Fraser D., Salcudean M. Bubble behavior in subcooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates //International Journal of Multiphase Flow. – 2002. – Т. 28. – №. 1. – С. 1-19
10. Lohse D. et al. Giant and explosive plasmonic bubbles by delayed nucleation //Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2018. – С. 201805912.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАМАГНИЧЕННОЙ МИШЕНИ С ЧАСТИЦАМИ И ИЗЛУЧЕНИЕМ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

### АННОТАЦИЯ

Приведены элементы численной методики для нестационарных одномерных радиационно-магнитогидродинамических моделей, предназначенных для описания теплофизических процессов в различных типах высокотемпературных установок [1-6]. Проведены тестовые (модельные) расчеты с помощью предложенной численной методики. Сравнение численного и модельного решения проводилось с помощью значений ошибок решения в нормах различного вида.

Из теории аппроксимации функций  $Y(\xi)$  усеченным рядом Тейлора известно [7], что в окрестности разрывов исходной функции  $Y(\xi)$  (и в областях больших градиентов решения) возникают осцилляции интерполируемой функции. Однако функцию  $Y(\xi)$  можно разложить в ряд более общего вида (в ряд Лагранжа-Бюрмана) по степеням некоторой функции  $f(\xi - \xi_i)$ . При этом имеется возможность подобрать функцию  $f(\xi)$  так, чтобы уменьшить амплитуду паразитических осцилляций численного решения в области  $\ell_i \approx 1$ .

Таким образом, для нелинейной квазимоноотонной компактно-полиномиальной разностной схемы повышенного порядка точности характерны следующие структурные особенности:

➤ предложенный способ “восстановления” распределения  $Y(\xi)$  предполагает, что возможные разрывы решения сосредоточены на границах расчетной ячейки  $\xi \in \left[ -\frac{\Delta\xi}{2}, \frac{\Delta\xi}{2} \right]$ ;

$$\xi \in \left[ -\frac{\Delta\xi}{2}, \frac{\Delta\xi}{2} \right];$$

➤ “восстанавливаемое” внутри расчетной ячейки распределение  $Y(\xi)$  газодинамических параметров опирается на полином 7-ой степени;

➤ главная часть полинома (первые два слагаемых) определяется отдельным способом. При этом вблизи разрывов на основе разложения Лагранжа-Бюрмана;

➤ первые и вторые производные находятся с использованием компактных разностей восьмого порядка точности;

➤ значения первых производных монотонизируются с помощью специально введенного индекса немонотонности  $Ind(Y)$ .

Среди различных ENO (essentially non-oscillatory) и WENO (weighted ENO) схем высокой разрешающей способности можно выделить:

- конечнообъемные (КО) ENO схемы [8], использующие локальный адаптивный шаблон для реконструкции переменных на границах ячеек  $U_{j+1/2}^{L,R}$  из средних по ячейкам  $U_j$  и приближенное решение задачи Римана, чтобы вычислить численные потоки  $F_{j+1/2} = F\left(U_{j+1/2}^L, U_{j+1/2}^R\right)$ .

- Конечноразностные (КР) ENO схемы [9], использующие расщепление потоков в центрах ячеек, чтобы выделить их «положительную» и «отрицательную» части и локальный адаптивный шаблон для реконструкции численных потоков  $F_{j+1/2}$  из «расщепленных» потоков в центрах ячеек.

- КО WENO схемы [10], использующие выпуклую линейную комбинацию шаблонов с адаптивными коэффициентами для реконструкции  $U_{j+1/2}^{L,R}$  и приближенное решение задачи Римана подобно конечнообъемным ENO схемам.

- конечноразностные WENO схемы [11-12], использующие расщепление потоков подобно конечноразностным ENO схемам и выпуклую линейную комбинацию шаблонов с адаптивными коэффициентами для реконструкции  $F_{j+1/2}$ .

Построенная таким образом схема высокого порядка будет приводить к численным осцилляциям в тех случаях, когда используемый шаблон пересекает газодинамический разрыв, поскольку полиномиальная аппроксимация при этом теряет точность. Чтобы избежать осцилляций, в TVD (total variation diminishing) схемах (метод уменьшения суммарного отклонения) вблизи разрывов и экстремумов решения производится автоматический переход на схему первого порядка точности, для чего используется зависящие от решения нелинейные функции - ограничители. Они определяются так, чтобы полная вариация решения не возрастала; выполнение этого свойства гарантирует сохранение монотонности: если решение было монотонным на старом временном слое, оно останется таковым и в новый момент времени. Применение ограничителей вносит, однако, значительную численную вязкость, в результате решение задач, включающих, например, распространяющиеся волны с множеством минимумов и максимумов, может потребовать применения очень подробной сетки.

В отличие от этого ENO схемы сохраняют порядок точности на гладких экстремумах решения. Основная идея, лежащая в их основе, достаточно проста. Чтобы избежать интерполяции через раз-

рывы, из возможных шаблонов выбирается тот, на котором решение наиболее гладкое. В качестве индикатора гладкости используется величины раздельных разностей соответствующего порядка.

Дальнейшим развитием этого подхода являются так называемые WENO схемы. В WENO схемах вместо выбора одного из допустимых шаблонов, используется их выпуклая линейная комбинация с коэффициентами, зависящими от решения. Рассмотрим конструкцию WENO схемы 5-го порядка точности [11].

Определение численных потоков на грани, разделяющей две ячейки, производится путем решения задачи о распаде произвольного разрыва; между состояниями, полученными с помощью реконструкции. Наиболее часто на практике используется точный гудуновский солвер [13], а также целый ряд приближенных подходов к задаче о распаде разрыва.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе осуществлена разработка численной подхода для нестационарных одномерных радиационно-магнитогазодинамических моделей, предназначенных для описания теплофизических процессов в разных типах высокотемпературных систем [14-18]. Численное решение, разработанной нестационарной радиационно-магнитогазодинамической модели [19-21], базируется на методе расщепления по физическим процессам. Решение расщепленных уравнений находится с помощью разработанной нелинейной квази-монотонной компактной разностной схемы повышенного порядка точности, которая в пространственно гладкой части численного решения позволяет достигнуть 7-ой порядок точности. Проведены тестовые (модельные) расчеты с помощью предложенной численной методики. Сравнение численного и модельного решения проводилось с помощью значений ошибок решения в нормах различного вида.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Змитренко Н.В., Кучугов П.А., Розанов В.Б., Степанов Р.В., Яхин Р.А. Быстрое зажигание несимметрично сжатых мишеней лазерного термоядерного синтеза // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 381-387.
2. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Radiation-hydrodynamic modeling of the contact boundary of the plasma target placed in an external magnetic field // Applied Physics. 2014. № 3. P. 26-30.
3. Рыжков С.В. Моделирование теплофизических процессов в магнитном термоядерном двигателе // Тепло-вые процессы в технике. 2009. № 9. С. 397-400.
4. Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015. 328 с.
5. Кузенов В.В., Рыжков С.В. Численное моделирование взаимодействия мишени магнитно-инерциального термоядерного синтеза с плазменным и лазерным драйверами // ТВТ. 2021. Т. 59, № 4. С. 492-501.
6. Рыжков С.В., Чирков А.Ю. Системы альтернативной термоядерной энергетики. М.: Физматлит, 2017. 200 с.
7. Пинчуков В.И. Моделирование нестационарных течений на больших временах и использованием невязных схем высоких порядков // Математическое моделирование. 2004. Т. 16, №8. С. 59-69.
8. Пинчуков В.И., Шу Ч.В. Численные методы высоких порядков для задач аэрогидродинамики. Новосибирск: Изд-во Сиб. отд. РАН, 2000. 232 с.
9. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. Наука, М., 1976.
10. Liu X.D., Osher S., Chan T. Weighted essentially non-oscillatory schemes // J. Comput. Phys. 1994. V. 115. P. 202-212.
11. Jang G.S., Shu C.W. Efficient implementation of weighted ENO schemes // J. Comput. Phys. 1996. V. 126. P. 202-228.
12. Shu C.W. Essentially non-oscillatory and weighted essentially non-oscillatory schemes for hyperbolic conservation laws // NASA/CR-97-206253. 1997. ICASE Report.
13. Годунов С.К. Разностный метод численного расчета разрывных решений гидродинамики. Матем. сб. 1959. Т. 47. С. 271-306.
14. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Calculation of plasma dynamic parameters of the magneto-inertial fusion target with combined exposure // Physics of Plasmas. 2019. V. 26. P. 092704.
15. Ryzhkov S.V. Compact Toroid and Advanced Fuel - Together to the Moon?! // Fusion Science and Technology. 2005. V. 47. № 2Т. P. 342-344.
16. Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V., Bagryansky P.A., Anikeev A.V. Plasma kinetics models for fusion systems based on the axially-symmetric mirror devices. Fusion Science and Technology 59, № 1Т (2011). P. 39-42.
17. Ryzhkov S.V. Comparison of a deuterium - helium-3 FRC and mirror trap for plasma confinement // Fusion Science and Technology. 2007. V. 51. № 2Т. P. 190-192.
18. Ryzhkov S.V., Chirkov A.Yu., Ivanov A.A. Analysis of the compression and heating of magnetized plasma targets for magneto-inertial fusion // Fusion Science and Technology. 2013. V. 63. № 1Т. P. 135-138.
19. Ryzhkov S.V., Kuzenov V.V. Analysis of the ideal gas flow over body of basic geometrical shape // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019. V. 132. P. 587.
20. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Estimation of the neutron generation in the combined magneto-inertial fusion scheme // Physica Scripta. 2021. V. 96. P. 125613.
21. Клименко Г.К., Кузенов В.В., Ляпин А.А., Рыжков С.В. Учебник: Расчет, моделирование и проектирование генераторов низкотемпературной плазмы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2021. 264 с.

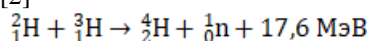


## АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТОКАМАКОВ С СОВРЕМЕННЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ

### АННОТАЦИЯ

В данной работе проведен анализ основных теплофизических параметров токамаков с современными технологиями. Осуществлено сравнение данных параметров между собой на разных установках. Изучены сроки строительства и условия проведения работ. Рассмотрены миссии и задачи проектов. На основании исследованных данных сделан вывод о целесообразности разработки токамаков с современными технологиями.

Вопрос извлечения энергии из термоядерного синтеза является одной из важнейших задач за последние несколько десятилетий. После идеи создания искусственного солнца в середине прошлого столетия – управляемого термоядерного синтеза (УТС), советскими учеными был создан первый в мире токамак. Токамак – аббревиатура, названная И.Н. Головиным, которая расшифровывается как Тороидальная Камера с Магнитными Катушками, в которой можно осуществить УТС. С течением времени токамаки полностью охватили область ядерной энергетики. [1] Во всех токамаках УТС описывается реакцией дейтерия  $D$  ( ${}^2_1H$ ) и трития  $T$  ( ${}^3_1H$ ). Данная реакция происходит следующим способом: два ядра ( $D$  и  $T$ ) взаимодействуют с образованием ядра гелия и высокоэнергетического нейтрона с образованием значительного выхода энергии. [2]



На данный момент в мире используются множество установок и ведется строительство различных токамаков, отличающихся как своими технологическими, так и теплофизическими свойствами.

Одним из самых наиболее долго эксплуатируемых на сегодняшний день токамаков служит Joint European Torus (JET). [3-4] Данный токамак является крупнейшим в мире действующим экспериментальным термоядерным реактором. Он находится в районе деревни Калхэм, Великобритания и был введен в эксплуатацию в 1984 году. Время удержания плазмы в данном токамаке составляет около 1 секунды. Остальные технологические и теплофизические параметры данного токамака представлены в таблице 1.

Говоря про отечественные разработки в последние несколько лет, то в 2018 году состоялся физический запуск сферического токамака Глобус-М2, а в 2019 году была проведена первая экспериментальная компания. [5] Данный токамак – это мо-

дернизированная версия предыдущей версии Глобус-М с таким же размером установки, но с улучшенными свойствами работы системы. Расположен в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург. Глобус-М2 имеет основные направления исследований направленные на создание гибридного реактора синтез-деление, имея время удержания плазмы в 0.001 секунду. Основные параметры данного токамака продемонстрированы в таблице 1.

На сегодняшний день самым масштабным проектом в области термоядерной энергетики, который объединяет весь мир, является строительство международного экспериментального термоядерного реактора – ИТЭР. [6-7] Задача данного токамака – продемонстрировать возможности для коммерческого использования термоядерной реакции синтеза, а также решить физические и технологические проблемы, которые могут возникнуть в данном вопросе. Проект ИТЭР разрабатывается с середины 80-х годов 20-го века, но еще не завершен. Из-за всевозможных технологических проблем сроки строительства ежегодно сдвигаются. На данный момент дата завершения проекта запланирована на 2025 год на землях коммуны Сен-Поль-ле-Дюранс, Франция. Одной из главных задач ИТЭР является получение самоподдерживающейся термоядерной реакции. Это значит, что на нагрев плазмы должны быть меньше энергии, которая будет выделяться в результате управляемого термоядерного синтеза. Продолжительность импульса в ИТЭР – 500 секунд.

Разнообразие предприятий и городов, принимающих участие в проекте ИТЭР от России очень велико: Москва, Санкт-Петербург, Троицк, Брянск, Новосибирск, Казань, Нижний Новгород, а из компаний это: Росатом, Курчатовский институт, Троицкий институт инновационных технологий и термоядерный исследований (ТРИНИТИ). Также в России создаются диагностики ИТЭР. Всего проводится 13 диагностик, например: диагностика плазмы, нейтронные и оптические.

В проекте ИТЭР каждая страна, которая участвует в нем, должна иметь собственный токамак, на котором прорабатываются определенные элементы большого будущего международного реактора. В России в качестве такого токамака использован Т-15МД – это модернизированный советский и российский исследовательский термоядерный реактор Т-15, созданный в Курчатовском институте. [8] После модернизации Т-15МД может быть использован как гибридная машина: токамак служит источником нейтронов для запуска ядерной реакции в

ториевой оболочке. В ходе усовершенствования, имея продолжительность импульса в 30 секунд, реактор получил ряд новых систем, однако его общая концепция и принципы работы не претерпели существенных изменений: как и прежде, токамак должен создавать и поддерживать плазменный шнур при помощи магнитного поля. В 2021 году в Курчатовском институте состоялся запуск модернизированного токамака, свойства и параметры которого показаны в таблице 1.

В 2019 году было объявлено о создании новой экспериментальной установки – токамака с реакторными технологиями (ТРТ/TRT). [9-11] Местом для построения выбрано предприятие ГК Росатом ГНЦ РФ ТРИНИТИ. При создании ТРТ будут использованы технологии, разработанные благодаря участию нашей страны в проекте ИТЭР. Однако в ходе проектирования выяснились определенные проблемы с расположением конструкции, которые планируется исправить:

1. для интеграции с нагревными инжекторами проводится анализ возможности сдвига ТРТ на 7 метров вдоль диагонали зала

2. анализируется возможность уменьшения размеров высоковольтной платформы вдоль пучков

Миссии ТРТ заключаются в разработке и интеграции в одной установке ключевых инновационных термоядерных технологий; высокотемпературной сверхпроводимости электромагнитной системы (ВТСП), работающей при высоком магнитном поле; металлической и литиевой жидкометаллической первой стенки; инновационного дивертора; системы неиндуктивной генерации тока; тритиевого комплекса; технологии дистанционного управления; совместных с термоядерным реактором диагностик; технологии поддержания квазистационарных разрядов в плазме с термоядерными параметрами; исследования работы токамака в режиме горения термоядерной плазмы  $Q > 1$ , с интенсивным нагревом альфа-частицами в центре плазменного шнура в дейтерий-тритиевых экспериментах ( $Q$  – соотношение общей энергии, выделяемой в процессе синтеза к общей энергии, затраченной на запуск и поддержку реакции).

ТРТ, с продолжительностью импульса 100 секунд, разрабатывается как полноценный плазменный прототип как чистого термоядерного реактора, так и термоядерного источника нейтронов для ги-

бридного реактора синтез-деление. Данный токамак предназначен для изучения поведения плазмы в квазистационарных режимах, близких к воспламенению, исследования и разработки различных методов дополнительного нагрева плазмы, подачи топлива, разработки новых диагностических средств, работающих в больших нейтронных потоках, освоения тритиевой технологии.

Проект разработан в рамках комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в РФ на период до 2024 года». [12] В 2021 году приступили к разработке диагностического оборудования и к предварительному проектированию элементов ТРТ: вакуумной камеры и оболочки криостата. К концу 2024 года в ТРИНИТИ планируют завершить первый этап реконструкции термоядерного комплекса, необходимого для создания инфраструктуры будущей установки, а полностью проект должен быть готов к 2030 году. Основные теплофизические и конструкционные параметры собраны в таблице 1.

Развитие термоядерной промышленности иногда вызывает неоднозначные мнения. Однако, несомненно, после изучения преимуществ данного вида энергии становится ясно, что разработки должны продолжаться и совершенствоваться. В обозримом будущем человечество столкнется с проблемой нехватки электроснабжения, ведь, например, запасы газа, сжигаемого на тепловых электростанциях и используемого в химической промышленности, не бесконечны. Если говорить об атомной энергетике, то запасы урана-235 также ограничены. Поэтому необходимо искать стратегические и долгосрочные пути энергоснабжения прямо сейчас. Преимуществом термоядерного реактора являются неограниченные запасы топлива, на котором он работает: дейтерия и трития. Дейтерий находится в воде океана, он практически неисчерпаем. Тритий может быть получен из лития-6, который также доступен и существует в необходимых количествах. Вторым плюсом, не менее важным, является доступность – вода занимает 70% поверхности планеты, поэтому странам не нужно бороться и воевать за месторождения, но необходимо конкурировать в развитии технологий.

Таблица 1. Основные параметры токамаков с современными технологиями

	Температура плазмы, кэВ	Плотность плазмы, м <sup>3</sup>	Ток плазмы, МА	Большой диаметр плазмы, м	Малый диаметр плазмы, м	Магнитное поле, Тл	Мощность нагрева, МВт
JET	10	10 <sup>20</sup>	5	6	2.5	3.5	38
Глобус-М2	0.8	6*10 <sup>19</sup>	0.3	0.72	0.48	1	1
ИТЭР	20	10 <sup>20</sup>	15	12.4	4	5.3	73
Т-15МД	9	10 <sup>20</sup>	2	3	1.4	3.6	13
ТРТ	8	2*10 <sup>20</sup>	5	4.5	1.2	8	40

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведен анализ основных теплофизических параметров токамаков с современными технологиями. Осуществлено сравнение данных параметров между собой на разных установках. Изучены сроки строительства и условия проведения работ. Рассмотрены миссии и задачи проектов. На основании исследованных данных сделан вывод о целесообразности разработки токамаков с современными технологиями.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Рыжков С.В., Чирков А.Ю.** Системы альтернативной термоядерной энергетики. М.: Физматлит, 2017. 200 с.
2. **Michael F. L'Annunziata** Neutron Radiation // Radioactivity. 2007. P. 253-288
3. **Kembleton R.** Nuclear fusion: What of the future? // Managing Global Warming. 2019. section B. chapter 5. P. 199-220
4. **Gordinier M.R., Davis J.W.** Nuclear Fusion Power // Encyclopedia of Physical Science and Technology. 2001. P. 671-699
5. **Бахарев Н.Н.** Результаты первых экспериментов на токамаке Глобус-М2 // Физика плазмы. 2020. Т. 46. №7. С. 579-587
6. **Химченко Л.Н., Красильников А.В.** ИТЭР. Сборка токамака и дальнейшая интеграция в термоядерное общество. // Сборник тезисов докладов XLIX Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. 2022. С. 40
7. **Готт Ю.В., Курнаев В.А.** На пути к энергетике будущего: Учебное пособие. М: НИУЯ МИФИ. 2017. 292 с.
8. **Хвостенко П.П.** Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД // Вопросы атомной науки и техники, 2019. Т. 42. №1. С. 15-38
9. **Красильников А.В.** Токамак с реакторными технологиями (TRT): концепция, миссии, основные особенности и ожидаемые характеристики. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. №11. С. 970-985
10. **Портнов Д.В., Высоких Ю.Г., Кашук Ю.А., Родионов Р.Н.** Токамак с реакторными технологиями (TRT): предварительный анализ ядерного энерговыделения в катушке тороидального поля. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. №12. С.1170-1176
11. **Карпов Д.А., Иванов А.Г., Лившиц А.И., Драничников А.Д.** Система вакуумной откачки токамака TRT. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 12. С. 1152-1169
12. **Указ Президента РФ от 16.04.2020 №270** «О развитии техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации» // Собрание законодательства РФ. 20.04.2020. №16 (часть 1). ст. 2571

## СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ ОТ ЛИНЕЙНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛА НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение конвективного течения, создаваемого нагреваемым линейным источником тепла на границе раздела «жидкость-газ», представляет большой интерес как с точки зрения практики (анализ тепловых режимов нагреваемых трубок и электрических проводов), так и для фундаментальных исследований, поскольку действие сил всплытия отличается от стандартной ситуации, связанной с разгоном струи в объеме жидкости [1]. В рассматриваемом случае источник тепла расположен на поверхности и силы всплытия меняют распределение давления вблизи поверхности, что и приводит к конвективному течению. Поле скорости и интенсивность теплообмена сильно зависят от наличия или отсутствия пленки естественных примесей на поверхности. В воде, даже дистиллированной, такая пленка присутствует, она блокирует термокапиллярную конвекцию [2,3]. Во многих жидкостях (силиконовое масло, спирты) пленка отсутствует и тогда основную роль в развитии конвекции играет термокапиллярный механизм. Его эффективность оказывается настолько значительной, что числа Нуссельта существенно превышают даже «объемные» значения. Отсутствие внимания практиков к такой задаче обусловлено тем, что в воде такой механизм не реализуется, но для других жидкостей появление термокапиллярного охлаждения может существенно снизить температуру поверхности линейного источника.

В работе рассматривается задача свободной конвекции в жидкости как при наличии пленки, так и при ее отсутствии. Получены новые автомодельные решения для конвективной струи, проведено численное моделирование, выполнено сравнение с экспериментальными результатами. Эксперименты включают в себя измерение полей скорости с помощью PIV, ИК-термографию поверхности, новый метод Moon Glade BOS [4], позволяющий определить профиль поверхности жидкости и распределение давления у поверхности, которое определяет процесс конвекции при наличии пленки. Автомодельные решения позволяют построить профили гидродинамических параметров конвективного течения в широком диапазоне чисел Прандтля при различных горизонтальных числах Рэлея и числах Марангони. Экспериментальные и теоретические результаты находятся в хорошем соответствии.

### 2. АВТОМОДЕЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ

В работе решается сопряженная задача в приближении пограничного слоя с разными граничными условиями для скорости на поверхности, с учетом

горизонтального градиента давления. Новизна полученных решений состоит в том, что учитывается сопряженность тепловой и гидродинамической частей уравнений без каких-либо дополнительных условий, налагаемых на поле температуры. При учете термокапиллярной конвекции влияние силы тяжести не учитывается. При наличии пленки автомодельная переменная соответствует стандартной задаче для погранслоя [5], но вид функции оказывается другим и в системе появляется температурная составляющая. При отсутствии пленки основную роль вблизи источника играют термокапиллярные силы, а связь тепловой и гидродинамической частей реализуется через граничное условие Пирсона, которое в безразмерном виде имеет вид:  $\frac{\partial v_x}{\partial z} = -Ma \frac{\partial T}{\partial x}$  ( $x$  — горизонтальная координата,  $z$  — вертикальная,  $v$  — скорость,  $T$  — температура,  $Ma$  — число Марангони).

### 3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕПЛОТОВОДА ДЛЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ КОНВЕКЦИИ И ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ВНУТРИ ОБЪЕМА.

В области пограничного слоя можно получить из автомодельных решений аналитические зависимости чисел Нуссельта  $Nu$  от чисел Рэлея  $Ra$  и Марангони  $Ma$ . Показано, что для горизонтальной конвекции, происходящей за счет перераспределения давления, эта зависимость имеет вид  $Nu \sim Ra^{1/6}$ , а для термокапиллярного механизма:  $Nu \sim Ma^{1/4}$ . Для заглубленного линейного источника автомодельное решение для дальней зоны такого течения было получено Гебхартом [1] -  $Nu \sim Ra^{1/5}$ . Сравнение этих зависимостей демонстрирует относительную эффективность вертикальной и горизонтальной конвекции Рэлея с точки зрения теплопереноса. Очевидно, что объемная конвекция, управляемая всплытием, намного эффективнее, чем поверхностная. Но даже по сравнению с классической рэлеевской конвекцией вблизи линейного нагревателя остается область, где гидродинамические потоки за счет поверхностных сил намного эффективнее, чем для сил всплытия. Таким образом, для любого числа Прандтля можно определить длину, до которой преобладает конвекция Марангони (для горизонтальной конвекции порядка 16 см, для вертикальной около 6 см для реализованных в работе экспериментов).

### 4. СРАВНЕНИЕ АВТОМОДЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ, РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1 и 2 представлено сравнение полученных

с помощью численного моделирования и автомодельного решения полей скорости и температуры. На рис. 1 в качестве исследуемой жидкости выбран этанол, в котором нет пленки и присутствует термокапиллярный механизм конвекции. На рис. 2 представлены результаты для воды, в которой наблюдается пленка. Видно хорошее совпадение данных в области пограничного слоя.

Скорости при наличии конвекции Марангони на порядок больше, чем в ее отсутствие. Изменение температуры, напротив, меньше, чем при наличии пленки. Это говорит о том, что теплообмен в жидкостях, где термокапиллярный механизм не блокируется, происходит быстрее.

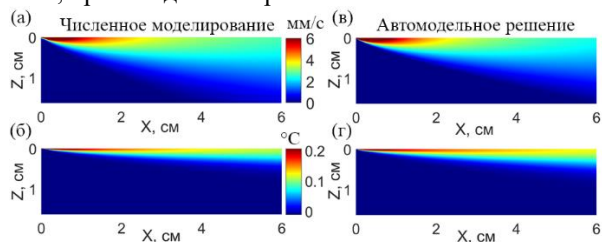


Рис. 1. (а, в) Поле горизонтальной скорости (мм/с) и (б, г) изменения температуры (К), полученные из (а, б) численного моделирования и (в, г) автомодельного решения для  $Pr = 17.4$  (этанол) в отсутствие пленки.

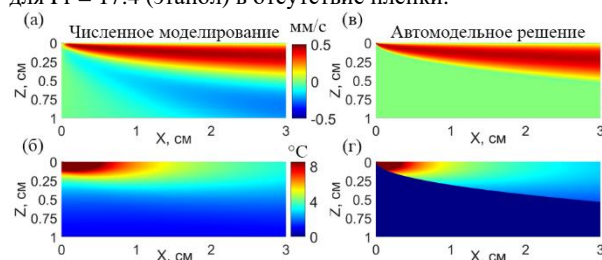


Рис. 2. (а, в) Поле горизонтальной скорости (мм/с) и (б, г) изменения температуры (К), полученные из (а, б) численного моделирования и (в, г) автомодельного решения для  $Pr = 7.16$  (вода) при наличии пленки.

На рис. 3, 4 представлено сравнение профилей скорости, полученных из численного моделирования и экспериментально с помощью метода PIV.

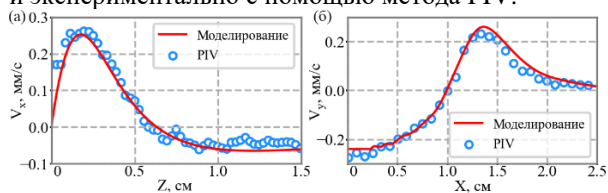


Рис. 3. (а) Вертикальные профили горизонтальной скорости, усредненной в полосе  $1.3 \text{ см} \leq X \leq 1.7 \text{ см}$ , (б) горизонтальные профили вертикальной скорости, усредненные в полосе  $0.4 \text{ см} \leq Z \leq 0.6 \text{ см}$ , спустя 22 с после начала нагрева.

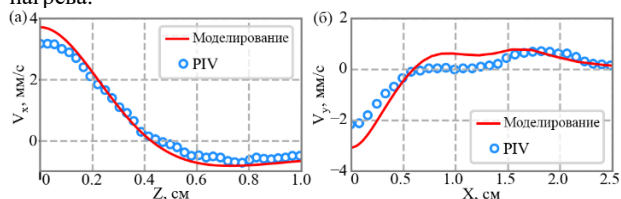


Рис. 4. (а) Вертикальные профили горизонтальной скорости, усредненной в полосе  $0.8 \text{ см} \leq X \leq 1.2 \text{ см}$ , (б) горизонтальные профили вертикальной скорости, усредненные

в полосе  $0.4 \text{ см} \leq Z \leq 0.8 \text{ см}$ , спустя 4 с после начала нагрева.

На рис. 5 представлены мгновенные профили поверхности, полученные экспериментально (с помощью метода Moon Glade BOS) и в численном моделировании в воде и этаноле. При наличии пленки в области источника нагрева происходит подъем поверхности жидкости, который возникает из-за градиента давления, связанного с горизонтальной конвекцией. В отсутствие пленки, когда термокапиллярный механизм не блокируется, форма поверхности имеет другой вид с уменьшением высоты в зоне нагрева.

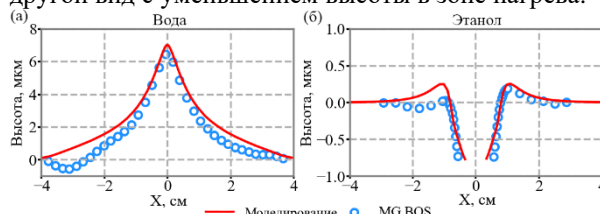


Рис. 5. Мгновенные профили поверхности, полученные с помощью метода MG BOS и численного моделирования в (а) воде, (б) этаноле, спустя (а) 50 с (б) 1 с после начала нагрева.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены новые автомодельные решения для конвективного течения от источника тепла, расположенного на поверхности жидкости при наличии поверхностной пленки и в ее отсутствие, когда термокапиллярный механизм не блокируется. Оценка теплоотвода при горизонтальной конвекции и при охлаждении внутри объема показала, что в случае вертикальной и горизонтальной конвекции вблизи источника тепла можно выделить область, где главным фактором является конвекция Марангони (при условии, что поверхностная пленка отсутствует). Сравнение полей скорости и температуры, полученных экспериментально, численно и с помощью автомодельного решения, показало хорошее соответствие в области пограничного слоя.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gebhart B., Pera L. and Schorr A.W. Steady laminar natural convection plumes above a horizontal line heat source. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1970. Vol. 13, P. 161–171.
2. Vinnichenko N.A., Pushtaev A.V., Plaksina Yu.Yu., Rudenko Yu.K., and Uvarov A.V. Horizontal convection driven by nonuniform radiative heating in liquids with different surface behavior. *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2018. Vol. 126. P. 400–410.
3. Vinnichenko N.A., Uvarov A.V. and 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.
4. Vinnichenko N.A., Pushtaev A.V., Plaksina Yu.Yu. and Uvarov A.V. Measurements of liquid surface relief with Moon-Glade Background Oriented Schlieren technique // *Exp. Thermal Fluid Sci.* 2020. Vol. 114, 110051.
5. Schlichting H. and Gersten K. *Boundary-layer theory*, 9th edn. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2017. 803 p.

А.Л. Демидов<sup>1</sup>, Д.Ю. Балакин<sup>1</sup>, А.А. Зверев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,

Екатеринбург, 620002, ул. Мира, 17

<sup>1</sup> Уральский Энергетический Институт,

620049, Екатеринбург, Софьи Ковалевской, 5

## АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНЫХ ПАРОВЫХ НАГРУЗОК В КОНДЕНСАТОРАХ ТЕПЛОФИКАЦИОННЫХ ТУРБИН

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Неравномерность распределения пара в трубных пучках (зонах) конденсаторов паровых турбин в значительной степени влияет на эффективность и надёжность конденсаторов. Применительно к водяным конденсаторам теплофикационных турбин исследование неравномерности распределения количества пара в основных и встроенном трубных пучках проводится с использованием параметра удельной паровой нагрузки  $d_k = D_k/F$ , (кг/(м<sup>2</sup>ч)) здесь  $D_k$  – расход пара в конденсатор, кг/ч;  $F$  – поверхность теплообмена, м<sup>2</sup>. Значимость этой проблемы определяется двумя аспектами:

1. повышением нагрева воды во встроенных пучках конденсаторов. В теплофикационных режимах работы турбин, когда турбина участвует в регулировании электрической нагрузки, даже при полностью закрытой диафрагме, но непоставленной на упор, охлаждающая вода должна подаваться, как во встроенный пучок (ВП), так и в основные (ОП). В зимнее время через ВП может подаваться сырая вода, которая затем направляется в химцех для подготовки, причем ее температура должна соответствовать требованиям технологического процесса в химцехе. Температура сырой воды может существенно отличаться от температуры циркуляционной воды (ЦВ), подаваемой в ОП. При этом разность температур воды в ОП и ВП не должна превышать 20°C [1];

2. переохлаждением конденсата в зонах с малыми  $d_k$ , завоздушиванием конденсатора и повышенным, в связи с этим содержанием кислорода в конденсате после конденсатора на теплофикационном режиме работы турбины.

### 2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ОПЫТОВ И ОБРАБОТКИ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

Объектом исследования являются конденсатор К-6000-ХП турбины Кт-63-7,7 в составе ПГУ и конденсатор КГ2-6200 турбины Т-110/120-130.

Все измерения проводились с помощью штатных приборов АСУ ТП ПГУ. Оснащенность приборами схемы измерений достаточна для получения достоверных данных о расходах пара в отдельные пучки конденсатора на основе их тепловых балансов.

Особенностью ТЭЦ, на которой установлен блок ПГУ-230, является наличие вентиляторной градирни, которая позволяет регулировать температуру охлаждающей воды во всем допустимом диапазоне изменения температур циркуляционной воды  $t_{ЦВ}^1 = 15...35$  °С. При испытаниях изменялся

расход воды включением от 2 до 4 циркуляционных насосов, что соответствовало изменению расхода воды на основные пучки  $G_{ЦВ}^{ОП} = 6000$  до 10500 т/ч, на встроенный пучок  $G_{ЦВ}^{ВП} = 750$  до 1250 т/ч. Расход пара в конденсатор изменялся положением теплофикационной диафрагмы от  $D_k = 30$  до 100 т/ч ( $D_k^{ном} = 300$  т/ч). В процессе испытаний реализованы 24 режима.

Для обработки опытных данных и сопоставления с нормативными характеристиками использованы методики расчета завода изготовителя АО «УТЗ». Коэффициент теплопередачи ОП рассчитывался по методике ВТИ, а ВП – по методике «Метро-Виккерс» с поправками [2].

Оценка погрешностей показала также, что максимальная среднеквадратичная погрешность на основе экспериментальных данных определения расходов пара в основные пучки конденсатора не превышает 8,9%, во встроенные пучки – 7,6%.

Для сопоставления с экспериментальными данными уточнена методика расчета конденсатора с определением давления пара в отдельных трубных пучках. На первом шаге давление в пучках ОП и ВП определялось при расходах пара, значения которых приняты пропорционально поверхности теплообмена пучков. Затем расходы пара перераспределялись между пучками для выравнивания давления пара в основных и встроенных пучках.

Опытные и расчётные значения расходов пара на основные и встроенный пучок конденсатора удовлетворительно согласуются между собой; расхождения для основных пучков не превышают 2%, встроенного пучка – 12% (повышенное расхождение опытных и расчетных значений расходов пара на встроенный пучок определялось меньшими абсолютными значениями расходов  $D_k^{вп} = 4...12$  т/ч.

Также проведено сопоставление для давления пара в конденсаторе экспериментальных, расчётных по уточнённой методике и нормативных данных УТЗ для коэффициента чистоты  $\beta = 1,0$ .

Установлено, что экспериментальные значения давления пара в конденсаторе для большинства опытов близки к расчетным и нормативным данным; различие не превышает  $\Delta P_k \leq 0,5$  кПа. Учитывая, что расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными значениями, дальнейший анализ проводится по уточненной методике.

С помощью уточненной методики рассмотрены факторы, влияющие на равномерность распределения удельных паровых нагрузок между основными и встроенными пучками конденсатора.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

### 2.1. Результаты исследования конденсатора К-6000- XII турбины Кт-63-7,7

При исследовании установлено наличие неравномерного распределения удельных паровых нагрузок между ОП и ВП в зависимости от числа ходов по охлаждающей воде ВП (Рис.1). При расчёте скорости воды в трубках встроенного пучка принимается номинальной ( $\omega_{\text{ном}}=1,9$  м/с) для любого числа ходов, при этом расход воды на встроенный пучок переменный.

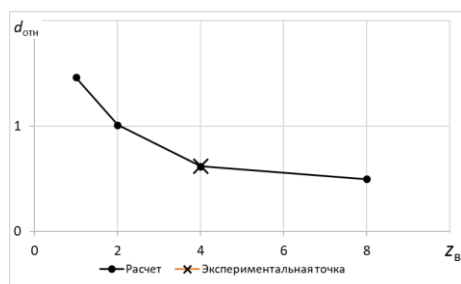


Рис. 1. Зависимость отношений удельных паровых нагрузок от числа ходов по воде во встроенном пучке ( $D_k=\text{idem}$ ;  $G_{\text{оп}}^{\text{вб}}=\text{idem}$ ;  $G_{\text{вп}}^{\text{вб}}=\text{idem}$ )

При 2-х ходовой схеме включения встроенных пучков удельные паровые нагрузки в ОП и ВП равны ( $d_{\text{отн}} = 1$  ( $d_{\text{вп}} = d_{\text{оп}}$ )); при одноходовой схеме удельные паровые нагрузки на встроенные пучки больше, чем на основные ( $d_{\text{отн}} = 1,46$ ). При четырехходовой и восьмиходовой схеме включения  $d_{\text{отн}} < 1$ . На рисунке представлена экспериментальная точка, полученная при испытаниях на конденсаторе турбины Кт-63-7,7 для четырехходовой схемы включения встроенных пучков. Экспериментальное значение полностью совпадает с расчетным.

### 2.1. Результаты исследования конденсатора КГ2-6200 турбины Т-110/120-130

По результатам анализа режимов работы конденсатора КГ2-6200 турбины Т-110/120-130, установлено, что на распределение удельных паровых нагрузок влияет ряд факторов, такие как: соотношение температур охлаждающей воды во встроенном и основных пучках, расход циркуляционной воды на ОП и ВП, расход пара в конденсатор, профилирование трубок поверхности теплообмена встроенного пучка.

На рис. 2. приведена зависимость температуры воды на выходе встроенного пучка с гладкими трубками и ПВТ для 2-х и 4-х ходовой схемы включения по охлаждающей воде ( $t_{1\text{в}}^{\text{ВП}} = 1,5^\circ\text{C}$ ,  $t_{1\text{в}}^{\text{ОП}} = 15^\circ\text{C}$ ). Из рисунка видно, что даже при малом расходе пара в конденсатор  $D_k=50$  т/ч на выходе из встроенного пучка, включенного по 2-х ходовой схеме, температура воды достигает минимально допустимого по условиям химцеха значения  $t_{2\text{в}}^{\text{ВП}} = 18^\circ\text{C}$ . Применение профилированных трубок позволяет повысить температуру воды на выходе из пучка до  $t_{2\text{в}}^{\text{ВП}} = 21^\circ\text{C}$ . Включение встроенного пучка с профилированными трубками по 4-х ходовой схеме ввиду

снижения расхода воды повышает температуру воды до  $t_{2\text{в}}^{\text{ВП}} = 23^\circ\text{C}$ .

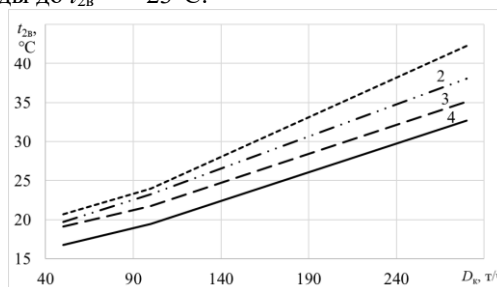


Рис. 2. Температура воды на выходе из встроенного пучка 1 – ПВТ,  $z=4$ ; 3 – ПВТ,  $z=4$ ; 2 – гладкие трубки,  $z=4$ ; 4 – гладкие трубки,  $z=2$ .

При температуре воды на входе во встроенный пучок значительно ниже, чем в основной ( $t_{1\text{в}}^{\text{ВП}}=1,5^\circ\text{C}$ ,  $t_{1\text{в}}^{\text{ОП}}=15^\circ\text{C}$ ) удельные паровые нагрузки в встроенном пучке в 4...20 раз больше, чем в основных пучках, (особенно при малых расходах пара в конденсатор), а при одинаковой температуре воды на входе в основные и встроенный пучки  $t_{1\text{в}}^{\text{ОП}}=t_{1\text{в}}^{\text{ВП}}=15^\circ\text{C}$  относительная удельная паровая нагрузка  $d_{\text{отн}} \leq 1$  [3].

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Установлено, что при одинаковой температуре охлаждающей воды на входе в ОП и ВП соотношение удельных паровых нагрузок существенно зависит от количества ходов по воде встроенного пучка (при одинаковой скорости воды в трубках).

2. Влияние различных факторов на относительные паровые нагрузки: температур воды на входе во встроенный пучок, число ходов по воде встроенного пучка, профилирование трубок наиболее существенно при малых расходах пара в конденсатор.

3. Применение профилированных трубок во встроенных пучках конденсатора почти не сказывается на давлении пара в конденсаторе, однако позволяет на  $1,5...3,0^\circ\text{C}$  повысить температуру воды на выходе из встроенного пучка. Решение о применении профилированных трубок во встроенных пучках конденсаторов теплофикационных турбин должно приниматься на основе технико-экономического анализа.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Великович В.И. Конденсаторы теплофикационных паротурбинных установок Уральского турбинного завода/ Бродов Ю.М., Ниренштейн М.А.// Теплоэнергетика - №8 – 2008 – С. 25-32
2. Бродов Ю.М. Конденсационные установки паровых турбин/ Бродов Ю.М., Савельев Р.З.// М.: Энероатомиздат, 1994. 287 С.
3. Демидов А.Л. Исследование распределения удельных паровых нагрузок в трубных пучках конденсаторов теплофикационных турбин// К. Э. Аронсон, А. Ю. Рябчиков, Н. В. Желонкин/ Энергетика. Экология. Энергосбережение. Тезисы докладов. – Калуга: Издательство Манускрипт, 2021 – С. 73-74

## ВЛИЯНИЕ БИФИЛЬНОЙ МИКРО- И НАНОСТРУКТУРЫ НА ПУЗЫРЬКОВОЕ КИПЕНИЕ НА МЕДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день весьма перспективна задача создания более эффективных систем охлаждения на основе пузырькового кипения. Особенно это актуально в сфере электроники, где идет интенсивный рост мощностей устройств одновременно с их миниатюризацией. Существуют различные способы интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении [1-3]. Многие из них связаны с модификацией теплообменной поверхности на микро- и наноуровне, что значительно увеличивает критический тепловой поток и коэффициент теплопередачи за счет увеличения плотности мест зарождения пузырей [2], изменения свойств смачиваемости [3]. Одним из наиболее перспективных методов модификации поверхности является импульсная лазерная абляция (ИЛА) [5]. Использование данной техники позволяют широко варьировать основные свойства исследуемой поверхности, такие как микроструктура, смачиваемость, шероховатость. Кроме вариативности параметров, ИЛА характеризуется своей универсальностью относительно выбора обрабатываемого материала [5, 6], также обладает высокой точностью и скоростью обработки. На сегодняшний день в литературе имеется ряд работ [3, 7, 8], где используется ИЛА для интенсификации теплообмена. В частности, Liu B. et al. [7] исследовали интенсивность теплопередачи при кипении на поверхности кремния, модифицированного фемтосекундным лазером. В работе рассматривались текстуры с различным шагом обработки. Найдено существенное увеличение коэффициента теплопередачи (до 5.87) на обработанных участках по сравнению с гладкой поверхностью. Таким образом, в литературе показано, что применение лазерной абляции может значительно повысить эффективность кипения за счет структурирования поверхности теплообмена. Интересный результат был достигнут в работе Betz A. et al. [9]. Авторы достигли наибольших коэффициентов теплоотдачи не на поверхностях с пространственно-однородной смачиваемостью, а на бифильных поверхностях, на которых соприкасаются гидрофильные и гидрофобные области. В исследованиях в качестве инструмента обработки образцов выступала микролитография, которая плохо масштабируется для промышленных задач. В свою очередь ИЛА широко распространена и легко масштабируется.

В данной работе исследуется возможность использования метода ИЛА для модификации по-

верхности меди с целью интенсификации теплообмена.

### 2. МИКРОТЕКСТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Процесс изготовления бифильной медной поверхности представлен на рис. 1. Сперва медная поверхность (чистота 99.9%) обрабатывалась в воздухе с помощью Nd:YAG лазера ( $\lambda = 1064$  нм). Частота следования импульсов составляла 8 Гц. Эффективная площадь пятна определялась по критерию  $1/e^2$  и составляла  $S_{\text{eff}} = 0.12$  мм<sup>2</sup>. Пиковая плотность энергии лазерного излучения во всех экспериментах была 16 Дж/см<sup>2</sup>. В ходе обработки лазерный пучок смещался по вертикали и горизонтали, совершая фиксированное количество выстрелов (в работе количество выстрелов  $N = 10$ ) в одну точку. Область перекрытия пятен (отношение площади пересечения двух пятен к площади лазерного пятна) задавалась смещением между их центрами по горизонтали и вертикали. В работе область перекрытия пятен составляла ~80%. Далее в условиях вакуума локально были созданы гидрофильные участки, путем удаления супергидрофильного слоя. При этом на облученных областях достигаются свойства смачивания необработанной меди с краевым углом ~80°.

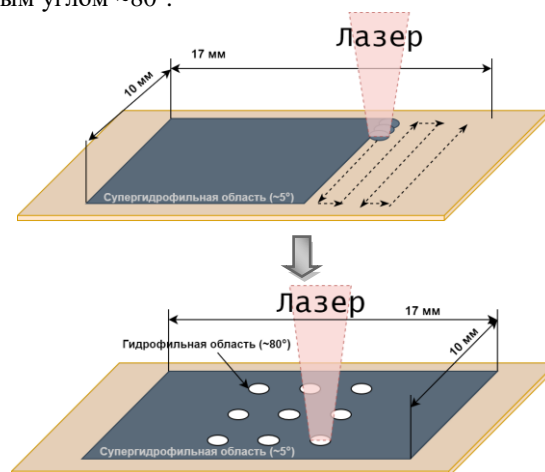


Рис. 1. Схема процесса изготовления бифильной медной поверхности. Сначала медь обрабатывается в условиях атмосферы. Затем в вакууме локально создаются гидрофильные участки на супергидрофильной поверхности.

Дальнейшее исследование проводилось при помощи высокоскоростной камеры. Смачиваемость образца оценивалась путем измерения статического краевого угла методом сидячей капли в атмосфере.



### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Супергидрофильные и гидрофильные области были изготовлены на медной поверхности, как показано на рис. 2. Размер гидрофильной области составлял в диаметре 0,5 мм. Краевой угол для супергидрофильной области составлял  $<10^\circ$ , для гидрофильной области  $\sim 80^\circ$ . Различий в рисунке поверхности после экспериментов по кипению не обнаружено. Однако супергидрофильное состояние неустойчиво, происходит увеличение краевого угла со временем, как было показано в предыдущей работе [10].

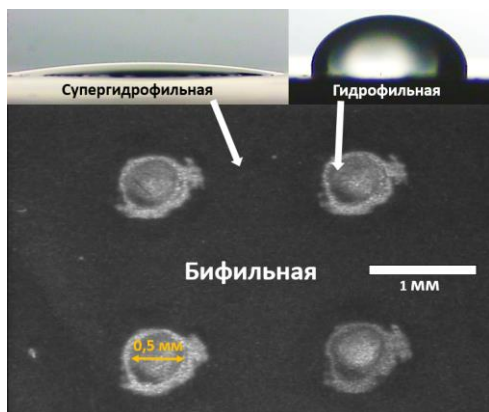


Рис. 2. Оптический снимок обработанной поверхности, на котором области с супергидрофильными и гидрофильными свойствами соединяются, образуя бифильную поверхность.

Исследование теплообмена проводилось в кипящем бассейне с помощью высокосортной визуализации. Образец помещался в стеклянную камеру, открытой для атмосферы, заполненную бидистиллированной водой. Вода поддерживается при температуре насыщения  $100^\circ\text{C}$  с помощью погружного нагревателя мощностью 70 Вт. Источник питания мощностью 300 Вт Wantpek DPS605U подает тепловой поток на нагреватель площадью  $0,8\text{ см}^2$ . Регистрация температуры производилась в воде и на нагревателе. На рис. 3 представлен снимок высокоскоростной камеры, на котором происходит процесс кипения. Супергидрофильные и гидрофильные области демонстрируют различное поведение. Наблюдалось, что пузырьки зарождаются только на гидрофильном участке. Таким образом с помощью контрастной структуры свойств смачиваемости поверхности можно контролировать местоположение и количество точек активации кипения.

Также было замечено, что бифильная поверхность демонстрировала высокую скорость образования пузырьков по сравнению с чистой медной поверхностью. Что свидетельствует о интенсификации теплообмена. Однако для полноты результатов необходимы дальнейшие исследования. А именно построение кривой кипения для определения важных параметров кипения: коэффициента теплопередачи и критического теплового потока. А также расширения диапазона используемых паттернов бифильных поверхностей для повышения эффективности теплообмена.

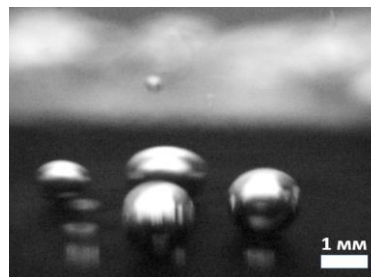


Рис. 3. Снимок высокоскоростной камеры, на котором идет процесс кипения с характерными местами зарождения пузырей.

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что метод ИЛА позволяет получать медные поверхности с бифильными свойствами смачиваемости (супергидрофильные и гидрофильные). Продемонстрировано, что созданные поверхности, сочетающие гидрофильные и супергидрофильные области, позволяют контролировать места активации кипения. Для оценки теплообменных характеристик бифильных поверхностей необходимо дальнейшее исследование по данной тематике.

**Благодарности** Работа выполнена при поддержке российского научного фонда в рамках проекта № 18–79–10119.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Breitenbach J., Roisman I. V., Tropea C.** Drop collision with a hot, dry solid substrate: Heat transfer during nucleate boiling //Physical Review Fluids. – 2017. – Т. 2. – №. 7. – С. 074301.
2. **Hendricks T. J. et al.** Enhancement of pool-boiling heat transfer using nanostructured surfaces on aluminum and copper //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2010. – Т. 53. – №. 15-16. – С. 3357-3365.
3. **Chen R. et al.** Nanowires for enhanced boiling heat transfer //Nano letters. – 2009. – Т. 9. – №. 2. – С. 548-553.
4. **Starinskiy S. V., Shukhov Y. G., Bulgakov A. V.** Laser-induced damage thresholds of gold, silver and their alloys in air and water //Applied Surface Science. – 2017. – Т. 396. – С. 1765-1774.
5. **Starinskiy S. V. et al.** Formation of periodic superhydrophilic microstructures by infrared nanosecond laser processing of single-crystal silicon //Applied Surface Science. – 2020. – Т. 512. – С. 145753.
6. **Liu B. et al.** Experimental and theoretical study of pool boiling heat transfer and its CHF mechanism on femtosecond laser processed surfaces //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2019. – Т. 132. – С. 259-270.
7. **Zupančič M. et al.** Nanosecond laser texturing of uniformly and non-uniformly wettable micro structured metal surfaces for enhanced boiling heat transfer //Applied Surface Science. – 2017. – Т. 399. – С. 480-490.
8. **Betz A. R. et al.** Boiling heat transfer on superhydrophilic, superhydrophobic, and superbiphilic surfaces //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2013. – Т. 57. – №. 2. – С. 733-741.
9. **Vasilev M. M. et al.** Modification of the copper wettability by nanosecond laser texturing //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2021. – Т. 2119. – №. 1. – С. 012126.

О.А. Сулягина<sup>1,2</sup>, А.А. Мошин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский политехнический университет,  
107023, Москва, Большая Семеновская, 38

<sup>2</sup>РТУ МИРЭА – Российский технологический университет,  
119454, Москва, Проспект Вернадского, 78

## ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ И ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУР В ГИДРОГЕЛЕВЫХ МАТЕРИАЛАХ

### АННОТАЦИЯ

Получены результаты визуализации динамики тепломассопереноса в гидрогелевых материалах при фазовом переходе плавления и применен оптический метод голографической интерферометрии, также с помощью ГДТП была зафиксирована динамика изменения величины поверхностного теплового потока во времени регистрацией интерференционных полос.

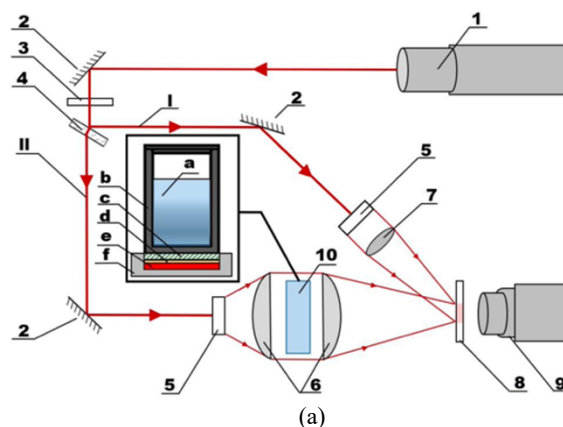
### 1. ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько десятилетий 3D-биопечать превратилась в технологию аддитивного производства и прогрессивно развивается в области восстановительной медицины. Этот процесс представляет собой разновидность быстрого прототипирования или аддитивного производственного подхода, который использует послойное конструирование для создания ткани или органа [1]. В настоящее время технологии 3D-биопечати включают струйную биопечать, капельную, экструзионную и биопечать с помощью лазера [2-4]. Наиболее перспективными материалами для 3D-биопечати являются гидрогели. Они обладают способностью поглощать воду и растворенные соединения, что позволяет применять их в качестве салфеток или суперабсорбентов, используемых для сохранения воды. Гидрогели можно назвать «умными материалами», поскольку они реагируют на различные внешние факторы, включая pH, температуру и осмотическое давление, а также являются биосовместимыми, биоразлагаемыми и нетоксичными для человеческого организма [5]. Гидрогели обладают уникальными свойствами, такими как высокая механическая прочность, адгезия, растяжимость, чувствительность к деформации и способность к самовосстановлению являются критическими факторами, которые могут определить надежность устройств хранения и преобразования энергии, а также обладают способностью восстановления формы, высокая проницаемость и достаточная механическая прочность при низкой концентрации гелеобразующих компонентов. Эти свойства имеют важное значение для электрохимических и биомедицинских применений [6,7]. Однако такое сочетание свойств приводит к ситуации, когда определение физико-

химических и теплофизических характеристик таких материалов представляет собой сложную многофакторную задачу, решение которой возможно только с применением комбинированных методик, основанных по большей части на неинвазивных, в частности, оптических методах. В данной работе приводятся результаты исследований гидрогелевых образцов с использованием метода голографической интерферометрии совместно с градиентной теплометрией.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для визуализации динамики теплопереноса в гелевых материалах при фазовом переходе плавления применен оптический метод голографической интерферометрии с регистрацией интерференционных полос в режиме реального времени. Указанный метод основан на зависимости показателя преломления среды от ее свойств, состава и температуры. Используемая экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 1а, включает в себя гелий-неоновый лазер мощностью 20 мВт с длиной волны излучения  $\lambda = 0,63 \mu\text{м}$ , оптическую систему, состоящую из отражающих и полупрозрачных зеркал, ослабителя, пространственных фильтров, линз и голографической пластинки. Согласно методу, сначала была получена голограмма на голографической пластинке. После этого проводился эксперимент, в ходе которого с помощью видеокамеры, сфокусированной на рабочий участок, были получены видеокдры (интерференционные картины) исследуемых процессов.



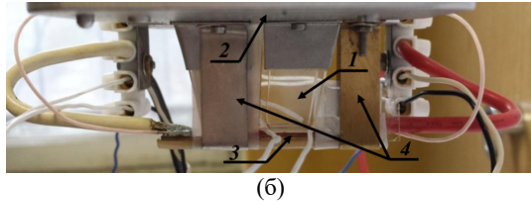


Рис. 1. (а) – Схема экспериментальной установки: 1 – гелий-неоновый лазер, 2 – отражающие зеркала, 3 – ослабитель, 4 – полупрозрачное зеркало, 5 – пространственный фильтр, 6 и 7 – линзы, 8 – фотопластинка, 9 – видеокамера, 10 – рабочий участок (а – гидрогель, б – оптическая кювета, с – градиентный датчик теплового потока, d – электроизоляция, e – электрический нагреватель, f – теплоизоляция); I – опорный луч, II – предметный луч, (б) – рабочий участок: 1 – оптическая кювета, 2 – держатель, 3 – электрический нагреватель и ГДТП с теплоизоляцией, 4 – крепежные скобы.

Исследования теплообменных процессов в гелевых образцах проводились на специально сконструированном рабочем участке (см.рис. 1б). Рабочий участок представляет собой оптически прозрачную кювету размером  $5 \times 10$  мм и высотой 15 мм, которая заполнялась исследуемой средой. Начальная температура исследуемых образцов в экспериментах контролировалась с помощью термпар, подключенных к электронному термометру. В нижней части кюветы вмонтирован градиентный датчик теплового потока (ГДТП) и электрический нагреватель, с помощью которого осуществлялся подвод теплоты с контролируемой подачей мощности тепловой нагрузки на источнике постоянного тока. Мощность нагрева варьировалась в интервале от 1,5 до 4,5 Вт. Применение ГДТП, совмещенного с нагревательной системой, позволило не только измерять, но и регулировать величину плотности поверхностного теплового потока, подводимого к нижней части рабочего участка, т.е. интенсивность нагрева.

Исследование теплообменных процессов проводились на различных образцах гидрогелевых материалов синтезированных на основе агарозы и желатина. Их получали смешиванием сухих порошков агарозы и желатина разных концентраций с дистиллированной водой с последующим нагреванием на водяной бане до полного растворения компонентов и получения однородного раствора. С использованием метода голографической интерферометрии были получены видеоизображения интерференционных полос, характеризующих изменение во времени поля температуры при нагреве образца гидрогеля разного состава при различных величинах подводимого теплового потока.

На рис. 2 представлены характерные видеокадры для двух различных образцов гидрогелей на момент начала возникновения конвекции. В правой верхней части каждого изображения указаны значения плотностей тепловых потоков, соответствующие характерным временам нестационарного процесса теплопереноса, которые совместно с интерференционными полосами являются определяющими для расчета

теплофизических свойств гелей, в частности, методами решения обратных задач теплопроводности, а также коэффициентов теплоотдачи.

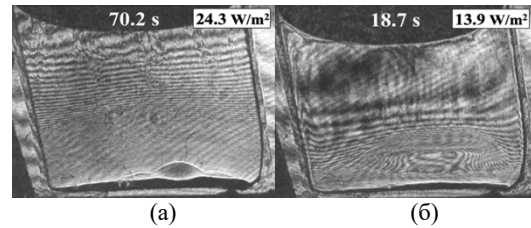


Рис. 2. Интерференционные картины на момент начала возникновения конвекции двух различных гидрогелевых образцов при мощности нагрева  $N = 3,5$  Вт: (а) – агарозный шель 0,4 % масс., (б) – желатиновый гель 4,0 % масс.

Эксперименты выполнялись при пониженной мощности нагревателя  $N = 3,5$  Вт, поскольку существовала опасность перегрева и повреждения градиентного датчика теплового потока вследствие плохого отвода тепла от нагревателя в плотных гелях. Как видно на рис. 2 из представленных гелевых образцов, минимальное время возникновения конвекции принадлежит желатину 4,0% масс. (см.рис.2б), при этом в случае чистого агарозного геля с минимальной концентрацией 0,4 % масс. (рис.2а) время возникновения конвекции значительно больше, по сравнению с желатиновыми 4,0 % масс.

На рис. 3 приведены экспериментальные результаты измерения плотности поверхностного теплового потока в области нижней стенки кюветы для гидрогелевых образцов различной плотности и природы дисперсного компонента.

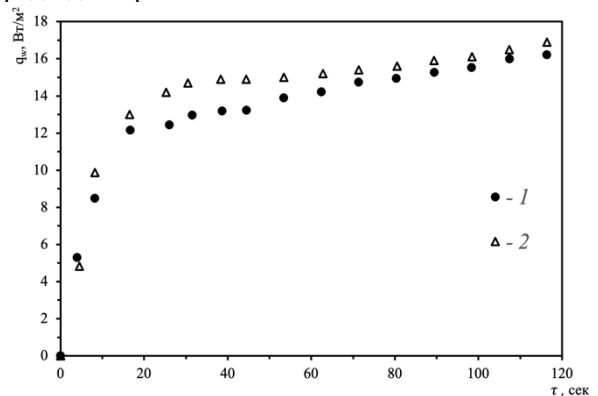


Рис. 3. Экспериментальные значения измерения плотности теплового потока  $q_w$  (Вт/м<sup>2</sup>) от времени для различных образцов гидрогелей: 1 – агарозный гель 0,4% масс., 2 – желатиновый гель 4,0% масс.

Представленные зависимости отображают теплообмен в неоднородной дисперсной среде в режиме нестационарной теплопроводности, характеризующийся, как известно, молекулярным переносом теплоты. На графиках видно, что в желатиновом геле значения теплового потока имеют более высокие значения по сравнению с агарозным и смесевым гелевыми образцами.

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР

На основе видеосъемки нестационарного прогрева гидрогелей были получены интерференционные картины исследуемого процесса. Применяемая в данном исследовании методика, основанная на интерферометрических измерениях, позволила восстановить значения поля температур во всем объеме кюветы. Интерференционные картины, представляющие собой изображения, на которых фиксировались линии равных температур – изотермы. Для восстановления и расшифровки, которых необходимо знать температуру минимум в одной точке исследуемого объема жидкости и градиент изменения показателя преломления среды от температуры. В опытах начальная температура гелей измерялась контактным методом при помощи термопар и составляла 20°C.

В качестве примера на рис.4 представлены видеок cadры измерения полей температур спустя 60 сек от начала нагрева. Здесь же приведена шкала с восстановленными значениями температур для агарозного и желатинового гелей. Тепловая нагрузка, устанавливаемая на источнике тока, составляла  $N = 1,5$  Вт. Представленные на рис. 4 изотермы, параллельные поверхности нагрева, характеризуют режим классической нестационарной теплопроводности.

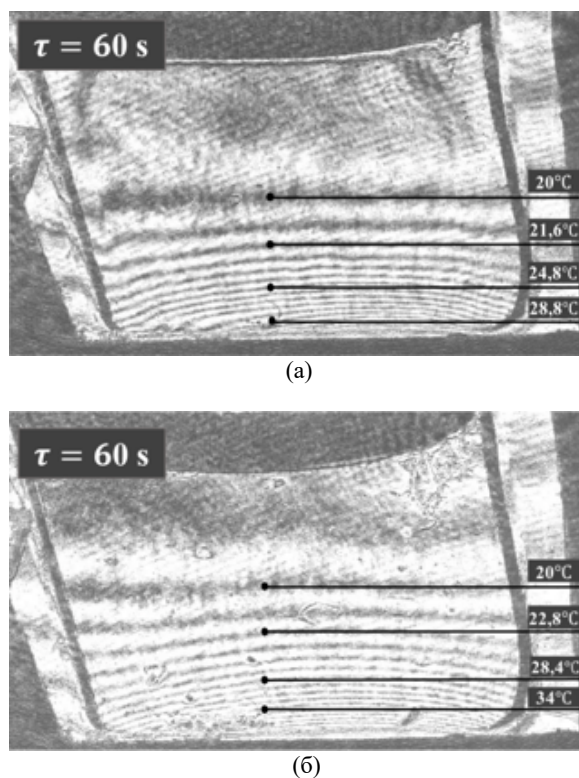


Рис. 4. Восстановленные значения температур в различных гелях: а) желатиновый гель 4,0% масс, б) агарозный гель 0,4% масс.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные данные имеют важное значение для создания и верификации расчетных методик чис-

ленного решения задачи пространственно-временного распределения температурных полей в гелях с анизотропными свойствами, в том числе с возможностью прогнозирования начала плавления и возникновения микроконвективных течений в мягких гелевых материалах. Установлено, что в желатиновом геле значения теплового потока имеют более высокие значения по сравнению с агарозным гелевым образцом. Предложенный голографический метод может быть использован с целью правильного выбора тепловых режимов работы печатающих устройств 3D-биопринтеров. Реализованная комбинированная экспериментальная методика позволяет исследовать и подбирать оптимальные режимы работы печатающих элементов перспективных 3D-биопринтеров, в которых одним из компонентов биочернил будут являться гидрогелевые материалы различных концентраций с добавлением клеток.

*Работа выполнена в рамках проекта базовой части государственного задания ФГАОУ ВО "Московский политехнический университет" (проект АААА-А20-120092190052-9)*

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thayer, P.; Martinez, H.; Gatenholm, E. History and Trends of 3D Bioprinting. *Methods Mol. Biol.* 2020, 2140, 3–18.
2. Matai, I.; Kaur, G.; Seyedsalehi, A.; McClinton, A.; Laurencin, C.T. Progress in 3D bioprinting technology for tissue/organ regenerative engineering. *Biomaterials* 2020, 226, 119536.
3. X. Tang, L. Daneshmandi, G. Awale, L.S. Nair, C.T. Laurencin, Skeletal muscle regenerative engineering, *Regen. Eng. Transl. Med.* 5 (2019) 233–251. doi:10.1007/s40883-019-00102-9.
4. S. V Murphy, A. Atala, 3D bioprinting of tissues and organs, *Nat. Biotechnol.* 32 (2014) 773–785. doi:10.1038/nbt.2958.
5. N. Ni, M.J. Dumont, Protein-based hydrogels derived from industrial byproducts containing collagen, keratin, zein and soy, *Waste Biomass Valor.* 8 (2017) 285300.
6. Shahid Bashir, Maryam Hina, Javed Iqbal, A. H. Rajpar, M. A. Mujtaba, N. A. Alghamdi, S. Wageh, K. Ramesh, S. Ramesh. *Fundamental Concepts of Hydrogels: Synthesis, Properties, and Their Applications // Polymers* 2020, 12, 2702; doi:10.3390/polym12112702
7. Ghorpade, V.S.; Dias, R.J.; Mali, K.K.; Mulla, S.I. Citric acid crosslinked carboxymethylcellulose-polyvinyl alcohol hydrogel films for extended release of water soluble basic drugs. *J. Drug Deliv. Sci. Technol.* 2019, 52, 421–430.

## ДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ДВИЖЕНИИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ В ЗАМКНУТОЙ ЕМКОСТИ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕМЕННОЙ ПЕРЕГРУЗКИ

### ВВЕДЕНИЕ

В баках ракет-носителей (РН), в рамках задачи о возвращаемой ступени возможны плескания криогенного топлива, которое имеет температуру близкую к температуре кипения, с дальнейшим попаданием капель на горячие стенки, что приводит к их испарению и дальнейшему повышению давления. Для решения данной задачи необходимо в первую очередь научиться моделировать плескание жидкости при переменной перегрузке.

Прогнозирование динамики и теплообмена при движении свободной поверхности жидкости в ракетных баках может осуществляться в рамках физического и математического моделирования. При экспериментальном исследовании сложно воспроизвести режимы полёта реального бака в наземных условиях. Кроме того, проведение испытаний является достаточно дорогим мероприятием. Существенно сократить необходимый объем опытов позволяют методы математического моделирования.

В данной работе исследуется возможность использования указанных методов VOF (Volume of Fluid) [1] и LBM (Lattice Boltzmann method) [2] для моделирования течения свободной поверхности топлива в баковых установках для прогнозирования поведения РН.

### 1. РАССМАТРИВАЕМЫЕ МЕТОДЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Метод VOF удобен для вычислений, поскольку вводит только одно дополнительное уравнение и, следовательно, требует минимальных вычислительных ресурсов. В данном методе система жидкость-газ рассматривается как единая односкоростная среда с переменными физическими свойствами. Основная трудность, связанная с методом, - это размазывание свободной поверхности. Эта проблема возникает из-за чрезмерной диффузии уравнения переноса.

Уравнения метода LBM линейны, что существенно упрощает их решение. В рамках LBM рассматривается эволюция во времени и пространстве функции распределения. Все параметры получаются путём интегрирования по скоростному пространству. К недостаткам LBM можно отнести сложность постановки граничных условий.

### 2. КРОСС-ВЕРИФИКАЦИЯ МЕТОДОВ VOF И LBM НА ПРИМЕРЕ ЗАДАЧИ ОБ ОБРУШЕНИИ СТОЛБА ЖИДКОСТИ

Сравнение возможностей рассматриваемых методов было произведено на примере задачи об обрушении столба жидкости. Столб жидкости, отделен в начальный момент времени от остального пространства перегородкой (рис.1). Исследуется динамика жидкости в случае мгновенного убиения перегородки.

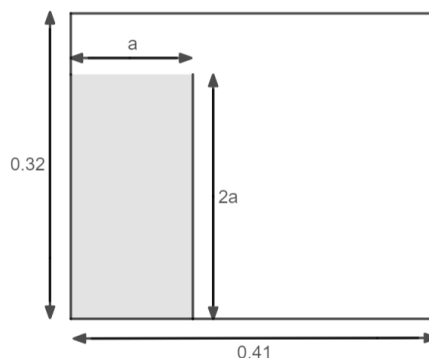


Рис.1. Геометрическая модель задачи.

На рис. 2 представлена зависимость высоты от времени (на расстоянии 10 см от левой границы) полученная двумя методами. Данные хорошо согласуются, особенно на промежутке времени в полторы секунды. Предположительно, в последние секунды в методе решёточных уравнений Больцмана более значимую роль начали играть поверхностные силы. Наибольший интерес представляют первые полторы секунды, где перегрузка равнопеременная.

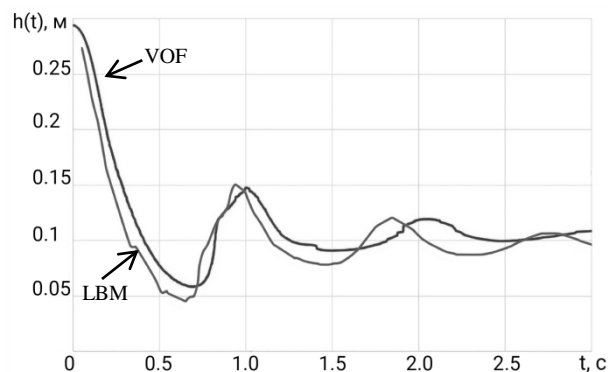


Рис. 2. Зависимость высоты от времени на сечении 10 см.

### 3. ПЛЕСКАНИЕ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕМЕННОЙ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Рассматривалась задача о вынужденных колебаниях жидкости при поступательных колебаниях бака вокруг осевой точки на малый угол  $\varphi_0 = 20'$  и частотой  $\nu = 1.61$  Гц (рис.3). Бак имеет цилиндрическую форму.

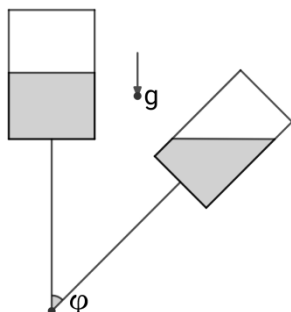


Рис.3. Вынужденные колебания жидкости.

Задача рассматривалась в подвижной системе отсчёта. Тогда на бак по оси X и Y действуют дополнительные силы. Для их учета запишем уравнение для перемещения от времени для бака:

$$x(t) = r \sin(\varphi(t)) \quad (1)$$

$$y(t) = r - r \cos(\varphi(t)) \quad (2)$$

Тогда ускорения будут следующими, с учётом малости угла:

$$W_x = r \varphi_0 (2\pi\nu)^2 \sin(2\pi\nu t) \quad (3)$$

$$W_y = r \varphi_0^2 (2\pi\nu)^2 \cos(4\pi\nu t) \quad (4)$$

Ускорение поля гравитационных сил в такой постановке будет записываться следующим образом:

$$g_x(t) = g \cdot \sin(\varphi(t)) \quad (5)$$

$$g_y(t) = -g \cdot \cos(\varphi(t)) \quad (6)$$

Изменение угла во времени:

$$\varphi(t) = \varphi_0 \cdot \frac{\pi}{180^\circ} \cdot \sin(2\pi\nu t) \quad (7)$$

Из зависимости высоты от времени на сечении близком к стенке получена величина суммарного отклонения, которая совпадает с экспериментальными данными [3] с погрешностью не превышающей 8%:

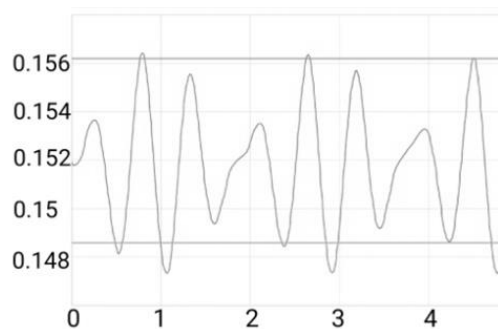


Рис. 5. Зависимость высоты уровня жидкости от времени в разных сечениях

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовалось течение жидкости со свободной поверхностью. Данный тип течения исследовался с применением метода Volume of Fluid и при помощи метода решёточных уравнений Больцмана(LBM). Проведена кросс-верификация LBM и VOF на примере задачи об обрушении столба жидкости, показано хорошее соответствие результатов.

Для задачи колебаний жидкости в баке реализована методика учета переменности массовой силы при сложных вынужденных колебаниях расчетной области. Проведена валидация методики методом VOF на экспериментальных данных по плесканиям в топливном баке РН. Погрешность полученных зависимостей двойной амплитуды отклонения от начального положения жидкости на стенке не превышает 8%, что является удовлетворительным показателем для данного класса задач.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hirt C. W.**, Nichols B. D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries //Journal of computational physics. – 1981. – Т. 39. – №. 1. – С. 201-225.
2. **Niu X. D.** et al. A mass-conserving multiphase lattice Boltzmann model for simulation of multiphase flows //Physics of Fluids. – 2018. – Т. 30. – №. 1. – С. 013302.
3. Рост давления и температурное расслоение в баках изделия 12КРБ при наличии плескания компонентов топлива: отчет о НИР / Орде на Трудового Красного Знамени и Ордена Красной Звезды научно-исследовательский институт тепловых процессов; исполн.: В. С. Войтешонок. Москва, 1992. 26 с. Инв. № 32771в

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ В УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из типов двигателей, используемых для управления космическими аппаратами (КА), является жидкостный ракетный двигатель (ЖРД). Для работы ЖРД требуется жидкое горючее и окислитель, которые хранятся в топливных баках. В зависимости от назначения КА могут применять как высококипящие компоненты топлива (керосин, гидразин и пр.), так и криогенные жидкости (водород, кислород, метан).

Для прогнозирования гидродинамических и тепловых процессов в баках в условиях космического полёта необходимо моделировать поведение жидкости и её паров в условиях невесомости с учётом внешнего теплоподвода. В случае высококипящих жидкостей при незначительном межфазном массообмене основной вопрос связан с определением положения жидкости в баке в каждый момент времени, определяемый балансом поверхностных и вязких силами. Для криогенных жидкостей, помимо описанной динамики важным становится межфазный тепло- и массообмен, который не только приводит к изменению положения и формы границы раздела фаз, но и росту давления в баке. Такое увеличение давления – крайне нежелательное, но неизбежное явление, для парирования которого необходимо предусмотреть дренаж бака, либо применение захлаживающих устройств.

### 2. СИСТЕМА ЖИДКОСТЬ-ПАР В НЕВЕСОМОСТИ

Рассматривается задача о нестационарном поведении двухфазной среды жидкость-газ в замкнутой квадратной области с уступом на одной из стенок при отсутствии гравитации (рис. 1):

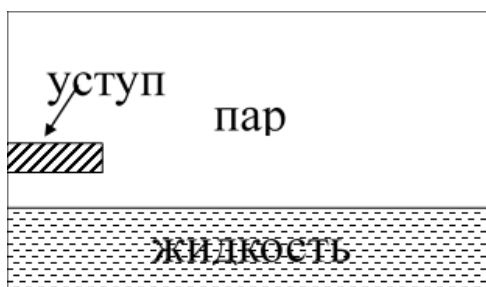


Рис. 1. Схема начального состояния системы

Крайне важные эффекты в данной задаче — это эффекты межфазного взаимодействия (поверхностное натяжение, смачивание). Для моделирования системы используется метод решёточных уравнений Больцмана (МРБ), позволяющий моделировать положение границы раздела фаз без необходимости определять её местоположение.

Рассматривается неизотермический случай, для учета испарения и конденсации, а именно их влияние на изменение распределения жидкости в системе по сравнению с влиянием сил поверхностного натяжения. Основное уравнение МРБ [1-3], определяющие эволюцию наборов функций распределений ( $f_i$  для плотности и  $g_i$  для энергий):

$$\begin{aligned} f_i(\vec{x} + \vec{c}_i * \Delta t, t + \Delta t) &= f_i(\vec{x}, t) + \Omega_i(f_i) + S_i \\ g_i(\vec{x} + \vec{c}_i * \Delta t, t + \Delta t) &= g_i(\vec{x}, t) + \Omega_i^E(g_i) + G_i \end{aligned}$$

Для моделирования используется скоростная модель D2Q9, определяющая наборы скоростей  $\vec{c}_i$  ( $\vec{c}_i = (0,0)$  при  $i = 0$ ;  $\vec{c}_i = (0, \pm 1), (\pm 1, 0)$  при  $i \in [1,4]$ ;  $\vec{c}_i = (\pm 1, \pm 1)$  при  $i \in [5,8]$ ), решёточных векторов  $\vec{e}_i = \vec{c}_i * \Delta t$  и весовых коэффициентов  $w_i$  ( $w_i = 4/9$  при  $i = 0$ ;  $w_i = 1/9$  при  $i \in [1,4]$ ;  $w_i = 1/36$  при  $i \in [5,8]$ ). В качестве уравнения состояния применяется уравнение Рэдлиха-Квонга [7]. Для учёта сил в уравнениях МРБ использовался метод Куперштоха [1]. Силы межфазного взаимодействия определялись методом Shan-Chen [8] с модификацией Куперштоха [4,6]:

$$F_i = \varphi(\vec{x} + \vec{e}_i)[(1 - 2A)\varphi(\vec{x}) + A\varphi(\vec{x} + \vec{e}_i)]w_i\vec{e}_i$$

Параметр А определяется для конкретных уравнений состояния, параметров решётки и набора скоростей. В данной задаче он равен  $A = -0.146$ . Уравнение, моделирующее внутреннюю энергию  $E$ , которое решается в задаче:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla(\vec{u} * E) = \frac{P}{\rho} * \frac{d\rho}{dt} + \nabla(\lambda * \nabla T) + \frac{d\alpha_{ж\text{ж}}\rho_{ж}}{dt} * r$$

Из этого уравнения конечно-разностными методом подсчитывается изменение энергии из-за работы сил давления и фазовых переходов  $\Delta E$  за шаг по времени. Влияние на  $g_i$  определяется у Куперштоха[5]:

$$G_i^1 = g_i(\vec{x}, t) * \frac{\Delta E}{E}$$

Влияние псевдосил рассчитывается с использованием метода Куперштоха [5]:

$$G_i^2 = g_i^{eq}(E, \vec{u} + \vec{\Delta u}) - g_i^{eq}(E, \vec{u})$$

Используя значения  $G_i^1$  и  $G_i^2$  подсчитывается источниковый член в уравнении энергии:

$$G_i(\vec{x}, t) = G_i^1(\vec{x}, t) + G_i^2(\vec{x}, t)$$

В ходе работы для моделирования этого процесса была разработана программа с использованием методов CUDA[9] и проведены расчеты для различных параметров уступа на стенке:

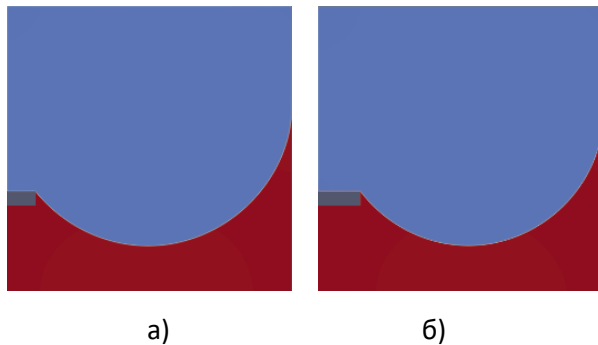


Рис. 2. Стационарное состояние системы для уступов длиной: а – 100мм, б – 150мм

Также было найдено аналитическое решение стационарного состояния, к которому придет система со временем. Это решение взято в приближении, при котором поверхность жидкости принимает форму дуги окружности. Один конец этой дуги находится на уступе, а другой – на правой стенке, причём угол между касательной к окружности в правом конце и правой стенкой равен углу смачивания. Система уравнений, описывающая это состояние, решается численно. Погрешность полученных в моделировании координат центра окружности, её радиуса и высоты жидкости на правой стенке не превышает 5%.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы было исследовано влияние на динамику свободной границы жидкость-пар положения и размеров уступа с учётом фазового перехода. Погрешность разработанного метода на модельной задаче не превышает 5% от аналитического решения.

### 4. СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$\vec{x}$  – вектор координат  
 $t$  – время  
 $\Delta t$  – шаг по времени  
 $h$  – шаг по пространству

$\vec{c}_i, \vec{e}_i$  – набор скоростей и соответствующие им векторы в МРБ  
 $f_i, g_i$  – наборы функций распределения плотности и энергии  
 $\Omega_i$  – столкновительный оператор  
 $S_i$  – источниковый член в уравнении переноса импульса  
 $G_i$  – источниковый член в уравнении переноса энергии  
 $w_i$  – весовые коэффициенты для набора  $\vec{c}_i$   
 $g_i^{eq}$  – равновесная функция распределения  
 $\Omega_i^E$  – столкновительный оператор для энергии  
 $G_i^1$  – изменение  $g_i$  за счёт изменения энергии  
 $G_i^2$  – изменение  $g_i$  под действием псевдосил  
 $F_1$  – сила межфазного взаимодействия  
 $\varphi$  – потенциал межфазного взаимодействия  
 $E$  – плотность внутренней энергии  
 $\Delta E$  – изменение плотности внутренней энергии за один шаг за счет работы сил давления и фазовых переходов  
 $\vec{u}$  – скорость  
 $\vec{\Delta u}$  – изменение скорости за один шаг  
 $P$  – давление  
 $\lambda$  – коэффициент теплопроводности  
 $T$  – температура  
 $\alpha_{ж}$  – объемная доля жидкой фазы  
 $\rho_{ж}$  – плотность жидкости  
 $r$  – теплота фазового перехода

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kruger T. et al.** The Lattice Boltzmann Method: Principles and Practice // Springer, 2017 – 694 pp.
2. **Huang H. et al.** Multiphase Lattice Boltzmann Methods: Theory and Application // John Willey & Sons, Ltd, 2015 – 390pp.
3. **Sukop M.C. et al.** Lattice Boltzmann Modeling // Springer, 2007 – 177pp.
4. **Kupershtokh A.L., Medvedev D.A., Karpov D.I.** On equations of state in a lattice Boltzmann method // computers and Mathematics with Applications, 2009, V 58, 965-974 pp.
5. **Kupershtokh A.L., Medvedev D.A., Gribanov I.I.** Thermal lattice Boltzmann method for multiphase flows // Phys. Rev. E 98(2) 023308, 2018.
6. **Kupershtokh A.L., Medvedev D.A.** Lattice Boltzmann method in hydrodynamics and thermophysics // J. Phys.: Conf. Ser. 1105 012058, 2018
7. **Yuan P., Schaefer L.** Equations of state in a lattice Boltzmann model // Phys. Fluids 18 042101, 2006
8. **X. Shan, H. Chen** Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components // Phys. Rev. E 47 1815, 1993.
9. **Боресков А.В., Харламов А.А.** Основы работы с технологией CUDA // ДМК Пресс, 2010 – 232с.



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА ПРИ НАДУВЕ ТОПЛИВНЫХ БАКОВ РАКЕТ

### ВВЕДЕНИЕ

Операция наддува необходима для обеспечения заданного уровня давления при отборе жидкого компонента топлива из бака для работы двигательной установки ракеты. Наддув осуществляется более горячим относительно жидкости в баке газом, что приводит к прогреву топлива в баке и увеличению остатков незабора [1]. Существующие на сегодняшний день в российской ракетно-космической отрасли методики моделирования наддува относятся либо к классу «термодинамических» подходов [2], либо представляют из себя упрощенные полуэмпирические методы. В рамках данной работы физические процессы при наддуве исследуются в многомерной нестационарной сопряженной постановке на основе уравнений Навье-Стокса.

### 1. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НАДУВА

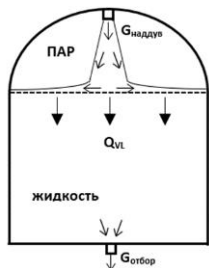


Рис. 1. Схема задачи

Рассматривается задача о наддуве горячим газом топливной ёмкости, с одновременным отбором жидкости. Для упрощения анализа будем рассматривать случай, когда в ёмкости находится жидкость и её пары. В качестве газа наддува используются пары топлива. Будем считать, что на поверхности раздела наблюдается локальное термодинамическое равновесие, поэтому температура и давление на границе раздела связаны кривой насыщения. Считается, что граница раздела фаз плоская

Для газа и жидкости записываются уравнения Навье-Стокса, причем для жидкости рассматривается приближение Буссинеска [3].

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho u) = 0 \\ \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + (u \nabla) u \right) = -\nabla P + \nabla \tau + \rho \vec{g} \\ \rho c_p \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \rho u T \right] = \frac{dP}{dt} + \nabla(\lambda \nabla T) + \phi \\ P = \rho R T \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \nabla u = 0 \\ \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + (u \nabla) u \right) = -\nabla P + \mu_L \Delta u - \rho \beta g (T - T_0) \\ \rho c_p \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \rho u T \right] = \frac{dP}{dt} + \nabla(\lambda \nabla T) \end{cases} \quad (2)$$

Горячая струя газа взаимодействует с поверхностью раздела жидкость-газ. Процесс испарения с поверхности раздела описывается уравнением теплового баланса.

$$q_{rs} - q_{ls} = \rho u r_{vl} \quad (3)$$

Динамические условия на поверхности раздела берутся следующими:

$$u_{\tau_1} = u_{\tau_2}$$

$$\tau_1 = \tau_2$$

На внешних стенках рассматриваемой ёмкости задается уравнение теплопроводности.

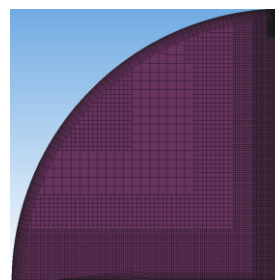


Рис. 2. Пример неструктурированной расчетной сетки в паровой области

Дискретизация уравнений модели проводится на неструктурированной сетке методом контрольных объемов (рис. 2). Аппроксимация конвективных членов производится схемой UD с первым порядком точности, аппроксимация временной производной имеет второй порядок точности. Дискретные аналоги уравнений переноса решаются методом SIMPLE.

## 2. ВАЛИДАЦИЯ И ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ

В силу высоких скоростей истечения струи наддува и нестационарности задачи целесообразно применение RANS моделей турбулентности для описания процессов в паре и жидкости. Однако, наиболее распространенные модели ( $k\epsilon$ ,  $k\omega$ -SST, SA) дают существенную погрешность в описании теплообмена при натекании струи на препятствие [4]. Было проведено исследование применимости построенной модели теплообмена между струей и границей раздела. Была проведена верификация и валидация модели. Рассматривалась полусферическая область с кольцевым донным отверстием газом по оси симметрии которой истекает струя наддува. Нижнее днище области изотермическое.

Полученные результаты численного расчёта на стационарном режиме сопоставлялись с данными эксперимента и результатами расчетов другой работы [5].

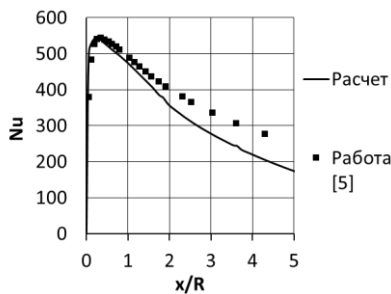


Рис. 3. Сопоставление данных расчета по и результатов [5]

Как видно из рис. 2, по мере удаления от критической точки по радиусу днища расхождение с данными [5] достигает 20%. Данное обстоятельство объясняется плохой точностью  $k\epsilon$ -модели в пристенных областях.

Эмпирическая корреляция для числа Нуссельта в критической точке при натекании струи газа следующая:

$$Nu = 0.45Re^{0.65} \quad (4)$$

$$Nu = \frac{qd}{\lambda(T_0 - T_w)}$$

Число Рейнольдса определяется через характерную скорость, задаваемую следующим соотношением:

$$Re = \frac{\rho u_m d}{\mu}, u_m = 3.6 u_0 / \sqrt{F_{тр}/F_0} \quad (5)$$

$$F_{тр} = \pi R \cos(\alpha)(d + R \sin(\alpha)), \alpha = 5.30^\circ$$

Здесь R-расстояние от входного отверстия до поверхности натекания, d-диаметр входного сопла,  $F_0$ -площадь входного отверстия,  $u_0$ -

скорость струи на входе в емкость. Параметры задачи брались следующие:  $R=0.125$  м,  $d=0.004$  м,  $u_0=235$  м/с,  $T_0=400$  К,  $T_w=300$  К.

Таблица 1. Число Нуссельта в критической точке

Численный метод	Эмпирический метод
Nu = 209	Nu = 238

Из таблицы 1, видно, что относительная погрешность расчетного числа Нуссельта в критической точке составляет порядка 12% по сравнению с эмпирическими данными.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Необходимо отметить, что в рассматриваемом валидационном примере паровая область имеет постоянный объем, поэтому для среднеобъемного давления справедливо следующее соотношение (без учета вязкой диссипации):

$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{d\bar{P}}{dt} V = Q_w - Q_{VS} + G_n c_p T_0 \quad (6)$$

Здесь  $Q_w$ -тепловой поток в стенку,  $Q_{VS}$ -тепловой поток в днище,  $G_n$ -массовый расход на наддув. В расчетах было получено, что поток тепла в днище и стенку составляет лишь 10% от о правой части (6). Таким образом, погрешность расчета тепловых потоков на уровне десятков процентов позволяет достаточно точно определить динамику давления.

Таким образом, можно сделать вывод о применимости предложенного подхода к моделированию наддува. Однако, необходимо проведение дополнительных исследований с более подходящей для задачи натекания струи моделью турбулентности с целью повышения точности прогнозирования теплоотдачи от пара к жидкости.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров В.И. Исследование тепломассообмена в баках кислородно-углеводородных и кислородно-водородных ракет-носителей во время работы двигательной установки // Изв. РАН. Энергетика, 2012, №2, С. 43-53.
2. Черкасов С.Г., Лаптев И.В., Городнов А.О. Термодинамическая модель процессов в криогенных топливных баках // Космическая техника и технологии. 2020, №2, с. 50-60.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Том IV. Гидродинамика, М. Наука, 1986. 736 с.
4. A. Dewan, R. Dutta, B. Srinivasan. Recent trends in Computation of Turbulent Jet Impingement Heat Transfer // Heat Transfer Engineering. 2012, Vol. 33(4-5), pp. 447-560.
5. N. Kadem, A. Mataoui, A. Salem, R. Younsi. Numerical simulation of Heat Transfer in an Axisymmetric Turbulent Jet Impingement on a Flat Plate / AMO, 2007, V. 9, №2.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПИРОЛИЗА МЕДИЦИНСКИХ ОТХОДОВ

### АННОТАЦИЯ

По результатам лабораторных исследований, была создана экспериментальная установка на основе технологии пиролиза для изучения возможности утилизации МО [1]. В данной работе рассматривается математическая модель, построенная в программе ANSYS fluent реактора пиролиза данной установки. Он включает в себя камеру термического разложения (КТР) и топку. Основной задачей проведенных расчетов являлось изучение температурных полей в труднодоступных для прямых измерений зонах.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сложность утилизации медицинских отходов (МО), помимо общих экологических проблем, присущих утилизации отходов в целом, состоит в том, что МО являются потенциальным источником эпидемиологической опасности. Этот факт требует отделения МО от общего потока муниципальных отходов и их изолированное уничтожение, что исключает извлечение из МО вторичных ресурсов. При этом должна быть устранена потенциальная патогенная среда.

Существует несколько общих подходов к менеджменту процесса утилизации МО. Основная их классификация от которой зависит выбор типа установки и ее пропускной способности состоит из централизованной (устройство находится вне территории медучреждения и обслуживает несколько источников МО) и децентрализованной (устройство находится на территории медучреждения) схем расположения мощностей обезвреживания. Выбор схемы при этом остается за медучреждением и, при прочих равных условиях качества обезвреживания, сводится к экономическому обоснованию.

Для изучения возможности переработки МО на установках, работающих на основе технологии пиролиза был создан экспериментальный стенд.



Рисунок 1. Установка по переработки отходов  
Представленная экспериментальная установка обладает максимальной пропускной способностью 6 кг/ч.

### 2. ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Для моделирования процесса пиролиза в экспериментах использовалась смесь из полипропилена и бинтов с пропорцией 1/1 по массе и итоговой влажностью 20%. В математической модели она была заменена на гомогенную массу с аналогичными кинетическими и термохимическими свойствами. В общем виде реактор пиролиза представляет собой камеру термического разложения в виде цилиндра 1, коаксиально расположенную в топке 2. Подвод тепла осуществляется путем сжигания парогазовой смеси, образующейся при пиролизе в горелке. Отвод продуктов сгорания предусмотрен через патрубок сверху.

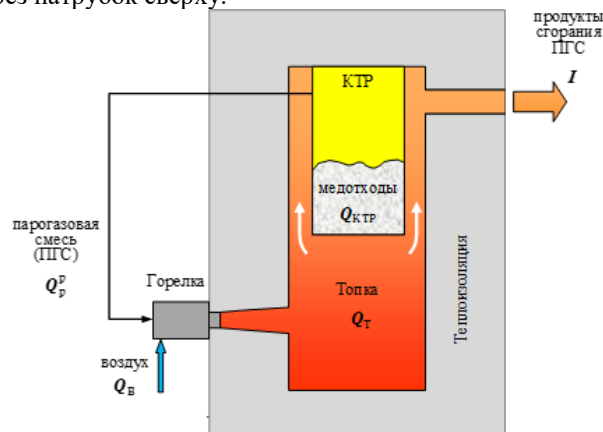


Рисунок 2. Общая схема работы камеры термического разложения

Для экономии времени и упрощения задачи на первом этапе была рассчитана модель топки без учета КТР стационарным методом. На втором этапе посредством задания граничных условий на стенке КТР на основе результатов расчета топки были проведены расчеты процессов пиролиза нестационарным методом. 3-D вид реактора пиролиза представлен.

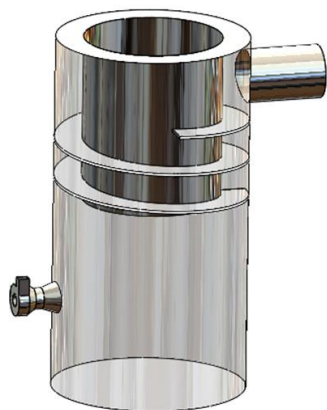


Рисунок 3. Общий вид камеры термического разложения

В ходе решения трехмерной задачи математическая модель камеры сгорания включала систему уравнений, состоящую из: уравнения неразрывности (сохранения массы); уравнения сохранения энергии; уравнения сохранения количества движения; уравнения переноса химических реагентов и продуктов реакции (уравнения диффузии); уравнения переноса лучистой энергии; уравнения состояния.

Математическая модель реактора принята двухфазной. Первой является твердая фаза, состоящая из горючих разлагаемых компонентов отходов и полуккокса, как остаточного продукта пиролиза; вторая – газовая – образуется вследствие разложения компонентов первой. Численная модель включает в себя следующую систему уравнений для каждой из фаз: уравнение неразрывности (сохранения массы); уравнение сохранения энергии; уравнение сохранения количества движения; уравнения переноса химических реагентов и продуктов реакции (уравнения диффузии); уравнения состояния. Математическая модель составлена со значительными допущениями, поскольку, с целью ускорения расчетов, не используются полные кинетические модели, и все реакции протекают в одну стадию.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ИХ СОПОСТАВЛЕНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

По результатам моделирования установлено, что средняя температура в топке составляет 1100-1450 оС (наибольшее значение достигается в зоне пламени), температура в центре топки, измеренная термопарой, в эксперименте составила  $1176 \pm 20$

оС. Высокотемпературная зона по результатам моделирования не находится в области стенок реактора, что обеспечивает надежную работу металла.

Максимальная температура в выходном сечении в результате моделирования составила 746 оС. В эксперименте этот показатель равнялся  $597 \pm 30$  оС в центре сечения. Предельная температура в этой зоне не должна превышать 800 оС по условию надежной работы дальнейших систем.

По результатам моделирования, наиболее обогреваемой частью реактора является днище ( $q_{\text{пад}} = 80 - 90$  кВт/м<sup>2</sup>) при максимальной температуре в 643 оС (в эксперименте температура в центре днища  $653 \pm 8$  оС).

В ходе моделирования КТР установлена пропускная способность 4,6 кг/час. При этом видно, что слой прогревается не полностью, и основное разложение идет на дне, что показывает потребность в перемешивании, это не было учтено при проектировании.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате расчетов показано, что реактор пиролиза работает в пределах проектных режимов, и температуры в критических узлах не превышают требуемых. Дополнительно получена информация о том, что необходимо добавить перемешивающее устройство в КТР для интенсификации процесса.

Выражаю благодарность в помощи научному руководителю Яновскому Л.С.

Работа выполнена в рамках № темкарты в ЕГИСУ НИОКТР АААА-А19-119120690042-9.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zroychikov N., Fadeev S., Dvoskin G., Dudkina L., Kornilyeva V., Tarasov G. Pre-Dehalogenation of Chlorine-Containing Medical Waste. Ecology and Industry of Russia. 2019;23(9) P 4-9.

## КОМБИНИРОВАННЫЕ ГИДРОФИЛЬНЫЕ НАНО- И МИКРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ ТЕРМОСИФОНОВ С ГОРИЗОНТАЛЬНЫМИ ИСПАРИТЕЛЯМИ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Термосифоны находят применение при термостабилизации грунта в регионах вечной мерзлоты, а также при охлаждении электроники и элементов космической техники. При строительстве различных тепловыделяющих конструкций, таких как жилые дома и промышленные объекты, грунт начинает оттаивать и деформироваться. Для решения проблемы таяния грунта применяют термостабилизаторы.

Эти устройства широко используются с конца 1950-х годов [1] в транспортной инфраструктуре (шоссе, мосты, железные дороги, взлетно-посадочные полосы аэропортов), гражданских зданиях, нефтепроводах, опорах линий электропередачи и плотинах. Они также стали мощной технологией, используемой для поддержания устойчивости фундаментов плит на грунте в районах вечной мерзлоты [2]. Большинство этих систем установлено в Северной Америке, Европе, России и Китае [3].

Для устройств охлаждения грунта с горизонтальными испарителями важно улучшать транспорт жидкости от нижней образующей к верхней.

Для улучшения смачивания поверхности испарителя применяют покрытия из микро и наночастиц и для улучшения их транспортных свойств в покрытии формируют траншеи [4-10].

### 2. ФОРМИРОВАНИЕ ПОКРЫТИЯ

Наночастицы оксида алюминия получены с помощью метода [10]. Получение наночастиц оксида алюминия с помощью термического разложения заключалось в прокаливании дисперсной фазы сульфата алюминия в целлюлозе в тигле. После прокаливания порошок оксида алюминия помещали в ступку и измельчали. Полученные частицы растворяли в дистиллированной воде для образования наножидкости.

Установлено, что оптимальная температура получения наночастиц оксида алюминия для последующего создания пористого покрытия в испарителе термостабилизатора составляет 950-1000 °С. Нанесенный слой имеет сцепление с поверхностью за счет частиц меньшего размера и улучшенные капиллярные свойства, за счет частиц большего размера и агломератов.

Для нанесения наночастиц на поверхность испарителя разработана технология формирования микропористого покрытия, которая основана на процессе испарения наножидкости [11]. Для получения необходимой структуры предлагается формировать в слое наночастиц микротраншеи. Транс-

порт жидкости в такой структуре происходит не только в порах покрытия, но и в отдельных капиллярах – микротраншеях. На рис. 1 показана фотография поверхности с покрытием из наночастиц оксида алюминия, содержащим траншеи.



Рис. 1. Покрытие на основе наночастиц оксида алюминия с микротраншеями.

### 3. ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА

Для проведения экспериментов по определению высоты подъема жидкости подготовлены пластины из никеля прямоугольной формы, размерами 2×6 см. Очистка пластин проводилась с помощью абразивной бумаги с размером зерна 5 мкм, а остатки абразива на поверхности удалены путем обработки ПАВ и дистиллированной, мыльной и снова дистиллированной водой. Пластина устанавливалась вертикально. В центре ее с помощью тонкого капилляра подавалась жидкость. Высота подъема жидкости определялась с помощью видеосъемки.

В опытах получены зависимости высоты подъема дистиллированной воды и ацетона для покрытия с микротраншеями. Установлено, что покрытие с микротраншеями позволяет увеличить высоту подъема жидкости. Наибольшая высота подъема жидкости наблюдается у дистиллированной воды. Летучие жидкости быстро испаряются, что оказывает сильное влияние на движение жидкости. Для покрытия из наночастиц с микротраншеями получена высота подъема дистиллированной воды 28 мм. Результаты измерений показаны на рис. 2.

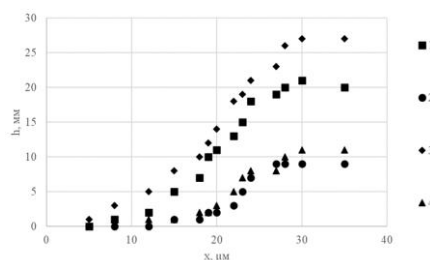


Рис. 2. Зависимость высоты подъема жидкости от толщины слоя наночастиц без микротраншеи: 1- вода, 2- ацетон; и с микротраншеями: 3- вода, 4- ацетон.

#### 4. СНИЖЕНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

В экспериментах изучено влияние нанесения покрытия с микротраншеями в горизонтальном испарителе термосифона. Покрытие формировалось в результате нанесения в стальной трубе и испарения коллоидного раствора наночастиц в ацетоне. В опытах установлено, что градиент температуры по периметру трубы на участке испарителя с покрытием, меньше, чем в трубе без покрытия. Мы предполагаем, что это обусловлено улучшением транспорта теплоносителя от нижней образующей к верхней. Средняя температура испарителя при тепловом потоке 65 Вт для участка с покрытием 4.5 °С, а для трубы без покрытия 8.7 °С.

Методика измерения термического сопротивления заключается в определении передаваемого теплового потока от холодильной машины через датчики теплового потока к конденсатору термосифона и измерении разницы температуры между испарителем и конденсатором термосифона.

При увеличении теплового потока с помощью установки дополнительных датчиков теплового потока термическое сопротивление снижалось как для модели термосифона с покрытием, так и без покрытия, но в последнем случае эффект был слабо выражен. На рисунке 3 показана термограмма горизонтального испарителя с модифицированным участком. Установлено, что нанесение покрытие в испарителе позволяет снизить его температуру на 4 °С.

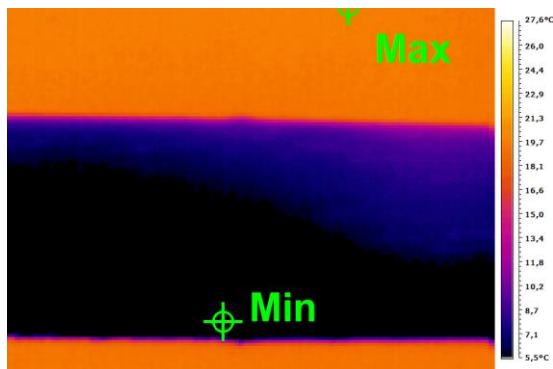


Рис. 3. Термограмма участка горизонтального модифицированного испарителя

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описана технология формирования пористого покрытия с микротраншеями, которая основана на испарении коллоидной жидкости из наночастиц и ацетона. Исследовано термическое сопротивление модели термосифона со слабонаклонным испарителем с пористым покрытием с микротраншеями. Исследованное пористое покрытие с микротраншеями в испарителе термосифона увеличивает высоту подъема жидкости, что приведет к снижению термического сопротивления термосифона.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Richardson, P.** Tough Alaska conditions prove new pile design's versatility. *Alaska Constr. Oil* 1979, 20–28.
2. **Wagner, A.** Review of Thermosyphon Applications; 2014; The US Army Engineer Research and Development Center, Hanover, NH. ERDC/CRREL-TR-14-1.
3. **Long, E.L.; Zarling, J.P.** Passive Techniques for Ground Temperature Control. In *Thermal Analysis, Construction, and Monitoring Methods for Frozen Ground*; American Society of Civil Engineers: Reston, VA, USA, 2004; pp. 77–165
4. **Дзюбенко Б.В., Кузма-Кичта Ю.А., Леонтьев А.И.** «Интенсификация тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах» (2008 г.)
5. **Ю.А. Кузма-Кичта, А.В. Лавриков, Ю.П. Штефанов и др.**, «Исследование транспортных свойств испарителя модели термостабилизатора с различной структурой поверхности.» *Тепловые процессы в технике*, т. 8, № 9, pp. 395–401, 2016.
6. **Kuzma-Kichta Yu., Lavrikov A., Ustinov A.** "Micro-MAST 2016: "Nanoparticle capillary layer for improving thermosyphon" 1st International Conference on Multiscale Applications of Surface Tension, Brussels, Belgium, 2016
7. **Dzyubenko B. V., Kuzma-Kichta Ya. A., Leontiev A. I., Fedik I. I., Kholpanov L. P.**, Intensification of Heat and Mass Transfer on Macro-, Micro-, and Nanoscale, New York: Begell House, 2016
8. **Кузма-Кичта Ю.А., Иванов Н.С., Лавриков А.В. и др.**, «Исследование методов уменьшения термического сопротивления составного термостабилизатора.» *Тепловые процессы в технике*, т. 11, № 10, pp. 447–452, 2019.
9. **N. S. Ivanov, Yu. A. Kuzma-Kichta and A. V. Lavrikov** Investigation of transport properties of porous coatings from nanoparticles of aluminum oxide // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2088 012022 2021-35. – DOI 10.1007/s10891-021-02270-4
10. **Ю. А. Кузма-Кичта, Н. С. Иванов, А. В. Лавриков и Д. С. Киселев**, «Способ получения наночастиц оксида алюминия». Россия Патент № 2730921, 28 августа 2020.
11. **Ю. А. Кузма-Кичта, Н. С. Иванов, А. В. Лавриков и Д. С. Киселев**, «Способ формирования пористого покрытия из наночастиц». Россия Патент № 2727406, 21 июля 2020.

## СТРУКТУРА ПОТОКА И ЕЕ СВЯЗЬ С ТЕПЛОТДАЧЕЙ В ПЛОСКОМ БЕЗОТ- РЫВНОМ ДИФFUЗОРЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Диффузоры широко используются в качестве элементов газодинамических и теплообменных установок [1]. Несмотря на многочисленные исследования течений в расширяющихся каналах, расчет и проектирование диффузоров вызывает значительные сложности. Во многом из-за особенностей формирования турбулентного пограничного слоя в условиях продольного положительного градиента давления и из-за динамической неравновесности внутренних процессов. Полуэмпирические численные подходы на основе осредненных уравнений Рейнольдса, на сегодняшний день, не позволяют провести полностью достоверное моделирование не только отрывных явлений, но и ряда эффектов возникающих в безотрывных диффузорах [2]. Прямое численное моделирование (DNS) и LES подходы по-прежнему остаются слишком затратными в плане вычислительных ресурсов, и ограничены для проведения массовых экспериментов. Поэтому исследования в области гидродинамики и теплообмена в расширяющихся каналах остаются актуальными и имеют важное фундаментальное значение.

Развитие оптических методов измерения потока, в последние десятилетия, дало толчок для новых исследований в области турбулентности. Данная работа посвящена экспериментальным исследованиям в плоском безотрывном дозвуковом диффузоре. Исследована структура течения в условиях продольного положительного градиента давления при помощи оптического метода SIV. Проведен сравнительный анализ пограничного слоя на стенке диффузора и на бесконечной плоской пластине. Измерено распределение локальных величин теплоотдачи на стенке диффузора.

По результатам экспериментов показано, что для наилучшего обобщения данных в диффузоре следует использовать параметры потока на входе, по аналогии с обтеканием бесконечной тонкой пластины. При этом получена корреляционная зависимость между напряжениями трения Рейнольдса и теплоотдачей.

### 2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

#### 2.1. Экспериментальная установка

Экспериментальное исследование течений в диффузоре (рис. 1) проводилось в аэродинамической установке. Воздушный поток со скоростью  $U$  формировался при помощи компрессора установ-

ленного после диффузора и расходного блока с критическими соплами. При помощи сопел задавалось необходимое количество объемного расхода рабочей среды с неопределенностью до 0,25%. Канал имел длину  $L=1800$  мм с постоянным по ширине  $B=150$  мм прямоугольным поперечным сечением. Угол раскрытия диффузора  $\varphi$  задавался отклонением верхней стенки 2. На входе в канал высотой  $H_0=28$  мм был установлен плавный вход 1.

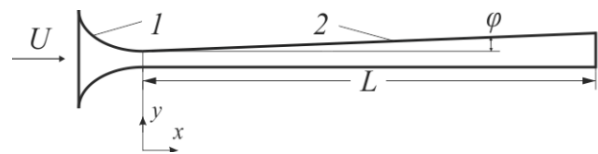


Рис. 1. Схема рабочего канала: 1 – входное устройство; 2 – регулируемая верхняя стенка.

#### 2.2. Оптический метод измерения потока SIV

Исследования гидродинамической картины течения были проведены при помощи оптического метода измерения мгновенных векторов скорости SIV (Smoke Image Velocimetry) [3]. В методе SIV скорость потока оценивается по смещению засеянных в поток групп частиц-трассеров, подсвечиваемых лазером постоянного действия, за промежуток времени между двумя последовательными кадрами, снятыми высокоскоростной видеокамерой. В методе SIV для засева потока применяется довольно высокая концентрация трассеров. Частицы хорошо визуализируются лазером постоянного действия, и выглядят не отдельными светящимися частицами, а дымом с непрерывным распределением яркости на изображении.

#### 2.3. Методика измерения распределения теплоотдачи на стенке

Измерение теплоотдачи основано на стационарном нагреве одной из стенок при помощи электрического тока. При обтекании стенки теплоносителем с температурой  $T_f$  реализуется тепловое граничное условие II рода на границе раздела двух сред с постоянным тепловым потоком  $q=const$ . В качестве нагревателей использовались печатные платы с нанесенными поперек потока медными дорожками. Каждая дорожка в свою очередь работала по принципу термометра сопротивления, измеряя локальную температуру стенки  $T_w$ . Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  для каждой из дорожек определялся из соотношения:

$$q = \alpha(T_w - T_f); \quad (1)$$

Подробнее о методике измерений написано в [4].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

#### 3.1. Структура течения

Подробные измерения кинематической картины течения проводились в диффузоре с углом  $\varphi=2,5$ . Съемки проводились на различном расстоянии от входа в канал относительно нижней стенки. Луч лазера располагался вдоль осевой линии. На основе результатов измерений средних скоростей можно выделить участки с ламинарным, переходным и турбулентным режимом течения.

На участках с турбулентным пограничным слоем определены профили турбулентности: пульсации скорости в поперечном  $v'$  и продольном  $u'$  направлениях, а также Рейнольдсовы напряжения  $u'v'$ . Отмечена кратно возросшая степень турбулентности, и образование второго максимума вдали от стенки при нормировании величин относительно локальной динамической скорости в координатах закона стенки. Однако более информативной для анализа течения является использование входной скорости  $U_0$  в качестве единого масштаба турбулентности. По полученным (рис. 2) распределениям величины кинетической энергии турбулентности  $k$  в диффузоре, можно заметить, что наибольшая энергия турбулентности сосредоточена в пристеночной области в сечениях с наибольшей скоростью осредненного потока.

$$k = \frac{u'u' + v'v'}{2}; \quad (2)$$

Затем происходит перенос этой турбулентности в область пониженной средней скорости за счет конвекции с образованием вторых максимумов.

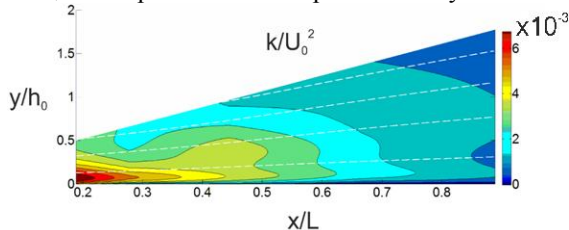


Рис. 2. Распределение энергии турбулентности в диффузоре; пунктиром обозначены линии тока.

#### 3.2. Связь структуры течения с теплообменом

В плане количественной взаимосвязи локальных параметров гидродинамических и тепловых процессов в исследуемых течениях были получены распределения теплоотдачи в виде числа Стэнтона  $St = \alpha / (\rho c_p U_0)$ . Где  $\rho$  – плотность среды,  $c_p$  – изобарная теплоемкость. Оказалось, что использование локальных коэффициентов теплоотдачи может дать наилучшую корреляцию с Рейнольдсовыми напряжениями. Характерные распределения этих параметров по длине диффузора приведены на рис. 3. На графике в качестве характерных значений  $u'v'$  взяты их максимальные по модулю величины из соответствующих профилей вблизи теплообменной стенки. Как видно, описанный механизм формирования турбулентной структуры течения хорошо согласу-

ется с полученными закономерностями по теплоотдаче.

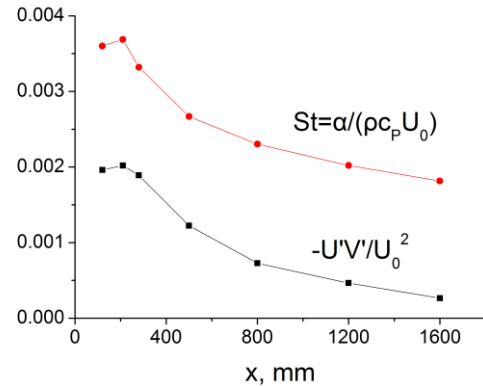


Рис. 3. Взаимосвязь теплоотдачи и турбулентных напряжений в канале.

Связь турбулентного трения и теплоотдачи в диффузоре можно выразить следующей степенной зависимостью:

$$St = 0.031 (-u'v'/U_0^2)^{0.35}; \quad (3)$$

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в канале с продольным градиентом давления на турбулентную структуру потока влияют не только локальные условия обтекания стенки, но и конвекция, и диффузия турбулентности. В диффузорном канале генерация турбулентности преобладает в пристеночной части в высокоскоростной области, откуда распространяется за счет конвекции ниже по потоку и выравнивается по сечению путем диффузии турбулентности. Как видно, описанный механизм формирования турбулентной структуры течения хорошо согласуется с полученными закономерностями по теплоотдаче. Именно параметры потока на входе в диффузор являются определяющими для его характеристик.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ 22-19-00507.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дейч М. Е., Зарянкин А. Е. Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин, М., «Энергия», 1970. 384 с. с илл.
2. Cuvier C., Srinath S., Stanislas M., Foucaut J.M., Laval J.P., Kähler C.J., ..., and Soria J. Extensive characterisation of a high Reynolds number decelerating boundary layer using advanced optical metrology. Journal of Turbulence, 2017. Vol.18(10), 929-972.
3. Mikheev, N.I., Dushin, N.S. A method for measuring the dynamics of velocity vector fields in a turbulent flow using smoke image-visualization videos. Instrum Exp Tech 59, 882–889 (2016).
4. Davletshin I.A., Mikheev A.N., Mikheev N.I., Shakirov R.R. Heat transfer and structure of pulsating flow behind a rib. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020. Vol.160 120173.



## ДЕФОРМАЦИИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ТОНКОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ, НЕОДНОРОДНО НАГРЕВАЕМОГО СНИЗУ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование процессов в тонких пленках жидкости требует высокоточных чувствительных методов диагностики. В представленной работе для измерения деформаций свободной поверхности используется синтетический шпирен метод, основанный на кросскорреляционном анализе отраженных от свободной поверхности точек фона [1]. Можно выделить следующие достоинства данного метода: высокая разрешающая способность, простота в реализации, применимость для пленок жидкости с температурными неоднородностями. Стоит отметить, что в работе [1] синтетический шпирен применялся для толстых слоев жидкости, в то время как в нашей работе произведена адаптация метода с целью его применения для измерения профиля поверхности тонких пленок жидкости, толщина которых составляет порядка 1 мм и ниже [2]. Область применения данного метода удалось расширить за счет нанесения черного покрытия на подложку.

### 2. ОПИСАНИЕ МЕТОДА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для измерения профиля свободной поверхности тонкого слоя жидкости неоднородно нагреваемого снизу используется синтетический шпирен метод [2], основанный на анализе изображений отражения фона, снятых при помощи камеры установленной над жидкостью. В качестве фона используется прозрачная полиэфирная пленка с хаотично нанесенными точками. Рельеф свободной поверхности восстанавливается в несколько этапов. Сначала производится регистрация двух изображений: ровный слой, с деформациями. Далее с помощью кросскорреляционного анализа между полученными изображениями восстанавливается поле смещений точек фона. На финальном этапе решается уравнение Пуассона для восстановления деформаций. Схема для решения дифференциального уравнения имеет второй порядок точности. На границе исследуемой области поставлено условие Дирихле (на границе деформации отсутствуют).

Экспериментальный стенд для исследования термокапиллярных деформаций тонкой жидкой пленки представлен на рис. 1. В качестве рабочего участка использовалась цилиндрическая кювета (внутренний диаметр 88 мм), с нагревательным элементом в виде медного цилиндра, выступающая часть которого вмонтирована в дно кюветы и имеет квадратное сечение размером 10×10 мм<sup>2</sup>.

Нихромовая проволока, подключенная к источнику питания, используется для нагрева медного стержня. По периметру кюветы находится канавка для фиксации трубки, по которой прокачивается вода заданной температуры (23°C) для термостабилизации жидкости на периферии кюветы. В качестве рабочей жидкости используется силиконовое масло ПМС-100.

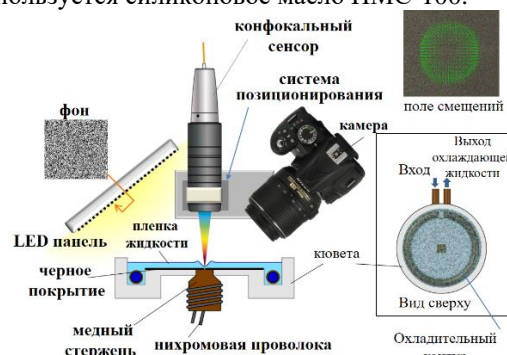


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

Начальная абсолютная толщина слоя жидкости измерялась конфокальной системой Micro-Epsilon.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1 Динамика термокапиллярных деформаций, полученная синтетическим шпирен методом

На рис. 2. представлен профиль поверхности пленки жидкости в разное время от начала нагрева.

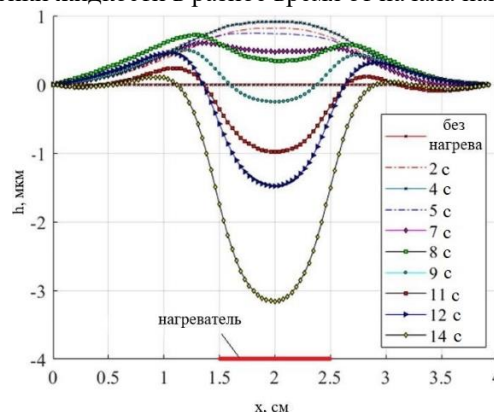


Рис. 2. Экспериментальный профиль деформаций свободной поверхности. Толщина слоя - 1,25 мм, мощность нагрева - 5 Вт.

После начала нагрева над нагревателем образуется жидкий бугорок, за которым следует образование углубления в верхней части выступа. Еще одним интересным явлением является

небольшое смещение максимума деформации на начальной стадии нагрева. Такого рода волны предсказываются численной моделью [3] и объясняются смещением жидкости от центра кюветы к периферии.

### 3.2 Численное моделирование методом VOF

Моделирование проводилось методом конечных объемов в несколько этапов. Сначала решалась трехмерная тепловая задача для рабочего участка, конфигурация которого представлена на рис. 1. Определялось распределение температуры на верхней части нагревателя в зависимости от времени. Полученная зависимость аппроксимировалась полиномом 4-ой степени. Затем решалась двумерная осесимметричная задача. Кроме того, задавался меньший размер кюветы, а также была убрана термостабилизация по периметру. Ряд упрощений был необходим ввиду недостатка вычислительных мощностей, но тем не менее подобрана похожая конфигурация для качественного сравнения с экспериментом. Для моделирования движения фаз использовался метод VOF (volume of fluid). Расчетная область представляла собой прямоугольник:  $20 \times 3$  мм<sup>2</sup>, толщина слоя жидкости составляла 1,25 мм. Количество конечных элементов: 201742, число узлов: 181359. Конечные элементы имеют треугольную форму. Вблизи свободной поверхности произведено сгущение, а также созданы прямоугольные слои. Толщина первого слоя составляла 0,1 мкм, всего слоев 40. Каждый последующий слой увеличивался на 20%. Были поставлены следующие граничные условия: на левой границе области задавалось условие симметрии. Область нагрева расположена снизу, примыкает к левой границе и имеет длину 5 мм, на ней задавалась зависимость температуры от времени. На всей нижней, а также на правой границах задано условие прилипания и непротекания. На верхней границе задавалось условие фиксированного давления. Плотность и поверхностное натяжение для силиконового масла ПМС-100 аппроксимировались линейными зависимостями от температуры. Связь между полем скорости и давления реализуется с помощью алгоритма SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations). Для решения уравнения неразрывности использовалась схема PRESTO! (PREssure STaggering Option). Для оценки градиентов использовался алгоритм Least Squares Cell Based. Дискретизация конвективных членов производилась с помощью схемы Second Order Upwind. Схема дискретизации Geo-reconstruction использовалась для VOF. Алгоритм непрерывной поверхностной силы (CSF) был использован для моделирования поверхностного натяжения. Результат численного расчета представлен на рис. 3. Несмотря на большое количество упрощений, данные моделирования хорошо согласуются с полученной экспериментальной зависимостью,

однако влияние правой стенки ощутимо. В эксперименте за счет большой площади кюветы жидкость свободно растекалась от центра нагреваемой области, не вызывая возмущений на границе. Однако в случае моделирования уровень жидкости в правой части расчетной области заметно увеличился, что связано со значительно меньшим размером кюветы, нежели в эксперименте.

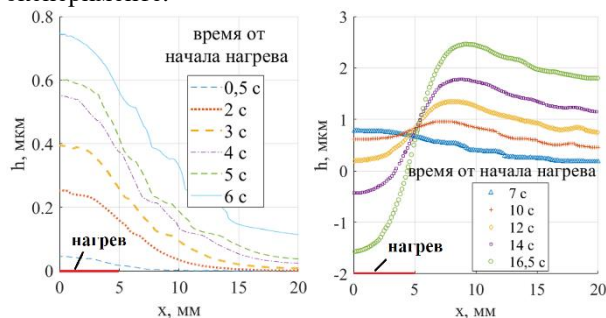


Рис. 3. Расчетные профили деформаций свободной поверхности слоя жидкости, вызванных термокапиллярным эффектом, а также термическим расширением. Толщина слоя - 1,25 мм, мощность нагрева - 5 Вт.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе для восстановления деформаций свободной поверхности использовался синтетический шлирен метод [1,2]. С помощью нанесения черного покрытия на подложку данный метод удалось адаптировать для очень тонких жидких пленок [2]. Измерения были проведены для пленки силиконового масла, неравномерно нагретой снизу. Вогнутой деформации поверхности, вызванной термокапиллярным эффектом, предшествует расширение жидкости в более горячей области. Было проведено численное моделирование с использованием метода VOF. Несмотря на большое количество упрощений, результаты численного расчета хорошо согласуются с данными измерений.

Работа поддержана РФФ  
(грант № 19-19-00695).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Vinnichenko N.A., Pushtaev A.V., Plaksina Y.Y. and Uvarov A.V.** Measurements of liquid surface relief with moon-glade background oriented Schlieren technique// *Exp. Therm. Fluid Sci.* 114 (2020) 110051.
2. **Kochkin D., Mungalov A., Zaitsev D. and Kabov O.** Use of the reflective background oriented schlieren technique to measure free surface deformations in a thin liquid layer non-uniformly heated from below// *Exp. Therm. Fluid Sci.* 133 (2022) 110576.
3. **Marchuk I.V.** Thermocapillary deformation of a horizontal liquid layer under flash local surface heating, *J. Eng. Thermophys.* 24 (4) (2015) 381–385.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что жидкие металлы и расплавы солей рассматриваются как перспективные теплоносители для охлаждения различных элементов термоядерных установок.

Так, геометрия бланкета включает в себя системы каналов, включающие в себя различные нестандартные элементы трубопроводов. Поэтому перспективны исследования в области гидродинамики данных элементов. В частности весьма малоизученной темой остается течение жидкого металла при внезапном расширении, следствием которой является возникновение затопленной струи.

Использование жидких металлов в качестве теплоносителя сопровождается большим числом трудностей для проведения экспериментов.

Несмотря на свою токсичность, ртуть является наиболее подходящей модельной жидкостью класса жидких металлов (т.к. остается жидкой при комнатной температуре) и позволяет детально измерить локальные характеристики гидродинамики в условиях турбулентного течения.

На базе ЖМ комплекса, расположенного в МЭИ возможно изучение эффектов МГД, а также исследование типов течения, которые не исследовались ранее.

Помимо этого, используемые зондовые методики позволяют получать достоверные данные на основании которых можно осуществлять верификации различных CFD-комплексов.

В работе рассматривается вертикальная составная труба, каждая часть которой имеет определенный диаметр (рис. 1а), реализовывалось вынужденное подъемное течение ртути, при котором возникала затопленная жидкометаллическая струя.

### 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

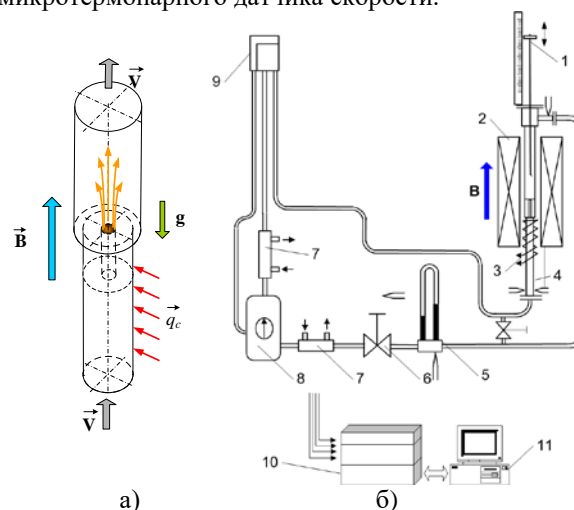
Экспериментальное исследование проводилось на ртутном стенде кафедры Инженерной теплофизики МЭИ. Исследуемая схема течения ЖМ и контура показаны на рисунке 1.

Стенд смонтирован таким образом, что реализовано подъемное течение жидкого металла в вертикальной обогреваемой составной трубе. Исследуется гидродинамика струи, истекающее из узкого отверстия диаметром  $d=5$  мм в широкую трубу диаметром  $d=25$  мм. Струя формируется в

области однородного постоянного магнитного поля (продольного), создаваемого соленоидом.

С торца рабочего участка через фланец выходной трубы в поток вводился зонд.

Рабочий участок (рис. 2) состоит из трех труб: входная труба диаметром (внутренним) 18 мм и длиной 700 мм, далее переход на узкую трубу диаметром 5 мм и длиной 100 мм, и выход на широкую трубу диаметром 25 мм длиной 600 мм, которая заканчивается камерой смешения с выходным патрубком. На первой трубе диаметром 18 мм смонтирован ленточный нагреватель необходимый для создания тепловых неоднородностей в потоке для обеспечения работоспособности корреляционного микротермопарного датчика скорости.



1 – зонд, 2 – соленоид, 3 – нагреватель, 4 – рабочий участок, 5 – дифманометр расходомер, 6 – запорно-регулирующий вентиль, 7 – холодильники, 8 – резервуар со ртутью и насос, 9 – бак постоянного уровня, 9 – стабилизатор напряжения, 10 – приборная стойка ИВК АСНИ, 11 – персональный компьютер

Рис. 1. Исследуемая конфигурация течения (а) и схема экспериментального стенда МЭИ (б).

В пересчете на трубу диаметром 18 мм стенд обеспечивает безразмерные параметры по числам Рейнольдса  $Re$  - до 55000, Пекле  $Pe$  - до 1200; Грасгофа  $Gr_q$  - до  $1,0 \cdot 10^8$ , Гартмана  $Ha$  -  $0 \div 460$ .

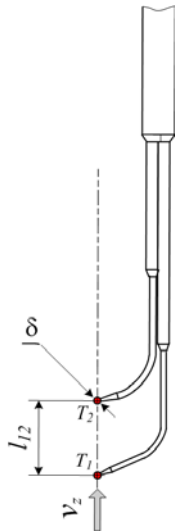


Рис. 2. Корреляционный датчик скорости.

Для проведения измерений локальных характеристик течения: профилей продольной скорости  $V_z(r, z)$  в потоке жидкого металла использовался термопарный зонд.

Для проведения двумерных измерений локальных характеристик температурного поля и скорости в потоке жидких металлов использовался продольный зонд термопарный зонд с двумя микротермопарами на конце (рис. 2).

Профили скорости измеряются корреляционным методом с использованием естественного фона турбулентных флуктуаций температуры, переносимых потоком. Термодатчик продольных корреляций имеет фиксированное расстояние между термопарами.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Получены предварительные результаты по полю продольной компоненты скорости на трубе диаметром  $d=25$  мм, от среза сопла струи, истекающей из отверстия диаметром  $d_c=5$  мм, расположенного по оси трубы. Рассматривались режимы течения с числами Рейнольдса, определенного по диаметру в диапазоне  $Re=Vd/\nu=1.53 \times 10^4$  при значениях магнитной индукции магнитного поля в диапазоне  $B = 0 \div 0.96$  Тл, что соответствует числам Гартмана  $Ha = 0 \div 460$ . Мощность нагревателя составила 550 Вт.

Профили скорости по радиусу непосредственно на срезе сопла на расстоянии 115 и 15 мм показаны на рис. 3-4.

По длине струя расширяется и скорость падает. Влияние продольного магнитного поля значительно. В ПМП струя более устойчива: размывание струи (расширение) затягивается по длине канала.

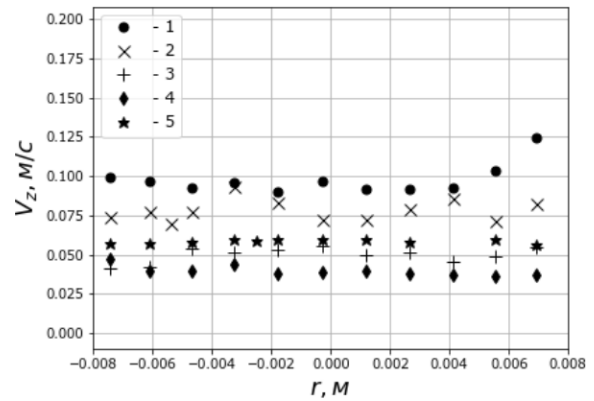


Рис. 3. Профиль безразмерной скорости по радиусу от среза сопла струи на расстоянии 115 мм:

- 1 -  $Re=7800, Ha=300$ ; 2 -  $Re=7670, Ha=450$ ; 3 -  $Re=7685, Ha=160$ ; 4 -  $Re=7685, Ha=0$ ; 5 -  $Re=7685, Ha=150$

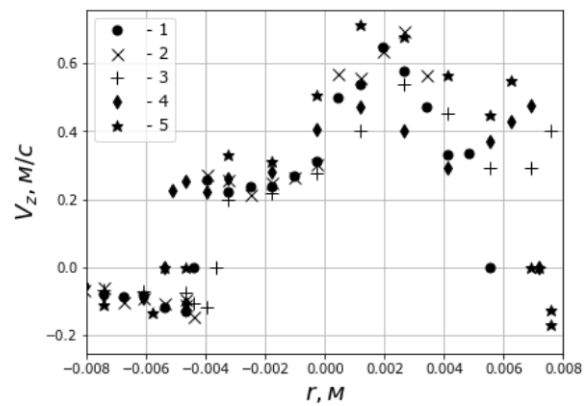


Рис. 4. Профиль безразмерной скорости по радиусу от среза сопла струи на расстоянии 15 мм:

- 1 -  $Re=7800, Ha=300$ ; 2 -  $Re=7670, Ha=450$ ; 3 -  $Re=7685, Ha=160$ ; 4 -  $Re=7685, Ha=0$ ; 5 -  $Re=7685, Ha=150$

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генин Л.Г., Листратов Я.И., Свиридов В.Г., Жилин В.Г., Ивочкин Ю.П., Е.В., Разуванов Н.Г. Экспериментальные исследования гидродинамики и теплообмена жидких металлов в магнитных полях. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: термоядерный синтез. Выпуск 4. – М. 2003. – с. 35-44
2. V.G. Sviridov, N.G. Razuванov, Yu.P. Ivochkin, Ya.I. Listratov, E.V. Sviridov., L.G.Genin, V.G. Zhilin, I. A. Belyaev. Liquid Metal Heat Transfer Investigations Applied to Tokamak Reactor/ Proceeding of the International Heat Transfer Conference IHTC14, August 8-13, 2010, Washington, DC, USA, p.1-8

## ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ КАПЛИ ВОДЫ С НАГРЕТОЙ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие электроники связано с постоянно увеличивающимися требованиями повышения удельной мощности электронных устройств, расширения температурного диапазона их работы и уменьшения габаритов [1]. Увеличение энергонасыщенности электронного оборудования инициирует интенсивные локальные тепловыделения [1]. Достижение регламентного температурного режима энергонасыщенного оборудования возможно с использованием систем жидкостного охлаждения с подачей охлаждающей жидкости на разогретую поверхность в виде капель или струй.

Испарение капли жидкости с поверхности твердого тела – сложный процесс [2], на характеристики которого влияют теплопроводность материала подложки [2], свойства смачиваемости [2] и др. Но отсутствуют результаты теоретических и экспериментальных исследований влияния шероховатости поверхности деталей оборудования на характеристики процесса испарения капель охлаждающих жидкостей в системах обеспечения тепловых режимов современного энергонасыщенного оборудования. Целью настоящей работы являлось определение по результатам экспериментального исследования и математического моделирования температур поверхности капли воды при ее испарении с поверхности подложки из алюминиевого сплава с текстурой в виде параллельно направленных микроканалов.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ КАПЛИ ВОДЫ С ПОВЕРХНОСТИ ПОДЛОЖКИ ИЗ АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА

#### 2.1. Методика проведения эксперимента

Эксперименты проведены на установке, в основе которой лежит теневая методика [3]. Капли воды выдавливались на поверхность подложки из алюминиевого сплава. С целью создания условий для нерастекания капли на поверхность подложки шлифовальной машиной была нанесена текстура в виде параллельно направленных микроканалов. Эксперименты с каплями воды проводились в неизолированной камере с отверстием диаметром 5 мм для выхода водяных паров. Температуры подложки, с поверхности которой происходило испарение капли воды, варьировалось от 313 К до 343 К.

#### 2.2. Результаты экспериментального исследования процесса испарения капли воды с поверхности сплава

В результате анализа временных зависимостей контактных углов и контактных диаметров испаряющейся с шероховатой поверхности подложки капли воды установлено (рис. 1), что 95±1% времени своего существования капля испарялась в режиме постоянного контактного диаметра (пиннинг). Растекание капли воды по нагретой поверхности подложки не зарегистрировано.

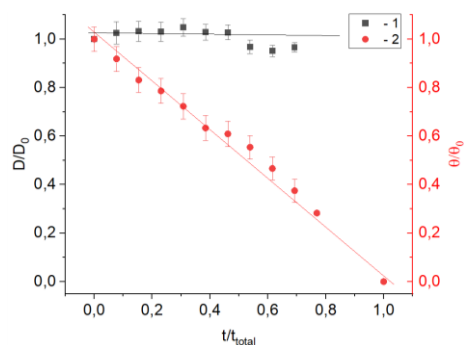


Рис. 1. Зависимости безразмерных контактных диаметров (1) и контактных углов (2) испаряющейся с поверхности подложки капли воды от безразмерного времени испарения.

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ КАПЛИ С ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

#### 3.1. Математическая модель

Проведено численное моделирование процесса теплопереноса в капле и переноса паров вблизи ее поверхности. Принято, что теплоперенос в капле можно описать уравнением теплопроводности:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\lambda}{r^2 \sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \sin \varphi \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right), \quad (1)$$

$$0 < r < R; \quad 0 < \varphi < \pi / 2,$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);  $C$  – теплоемкость, Дж/(кг·К).

Начальные условия для рассматриваемой задачи имели вид:

$$t = 0: \quad T = T_0, \quad 0 \leq r \leq R; \quad 0 \leq \varphi \leq \pi / 2, \quad (2)$$

где  $t$  – время, с;  $T_0$  – начальная температура воды, К.

На границах области решения задавались граничные условия:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad t > 0, \quad 0 < \varphi < \pi / 2; \quad (3)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} = \alpha(T_e - T) - We \cdot Qe, \quad (4)$$

$$t > 0, \alpha > 0, 0 < \varphi < \pi/2;$$

$$T|_{\varphi=0} = Ts, t > 0, 0 \leq r \leq R; \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\pi/2} = 0, t > 0, 0 < r < R, \quad (6)$$

где  $T_e$  – температура воздуха, К;  $T_s$  – температура поверхности подложки, К;  $Qe$  – теплота парообразования, Дж/кг;  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К).

Скорость испарения капли воды рассчитывалась с помощью математического выражения закона Герца-Кнудсена [4]:

$$We = \frac{A \cdot (p_H - p)}{\sqrt{\frac{2\pi R^* T}{M}}}, \quad (8)$$

где  $A$  – коэффициент аккомодации;  $p_H$  и  $p$  – равновесное давление водяных паров и давление водяных паров в слое Кнудсена, Па;  $R^*$  – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К);  $M$  – молярная масса воды, кг/моль.

Для определения концентраций водяных паров над испаряющейся каплей воды ( $c$ ) решена задача диффузии этих паров:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{D}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial c}{\partial r} \right) +$$

$$+ \frac{D}{r^2 \sin \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \sin \varphi \frac{\partial c}{\partial \varphi} \right), \quad (11)$$

$$R < r < R'; 0 < \varphi < \pi/2.$$

Начальные условия для задачи диффузии водяных паров имели вид:

$$t = 0: c = c_0, R \leq r \leq R'; 0 \leq \varphi \leq \pi/2, \quad (12)$$

где  $c_0$  – начальная концентрация водяных паров;  $R'$  – радиус границы области решения, м.

Граничные условия:

$$-D \frac{\partial c}{\partial r} \Big|_{r=R} = We, t > 0, 0 \leq \varphi \leq \pi/2; \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 c}{\partial r^2} \Big|_{r=R'} = 0, t > 0, 0 < \varphi < \pi/2; \quad (14)$$

$$\frac{\partial c}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=0} = 0, t > 0, R < r < R'; \quad (15)$$

$$\frac{\partial c}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\pi/2} = 0, t > 0, R < r < R'. \quad (16)$$

### 3.2. Результаты математического моделирования процесса испарения капли воды с поверхности сплава

В результате численного моделирования вычислены распределения температур в испаряющейся с нагретой поверхности подложки капле воды (рис. 2).

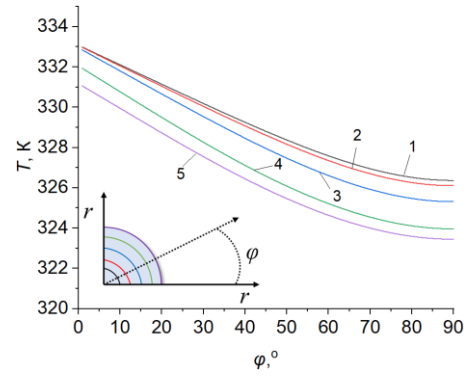


Рис. 2. Типичное распределение температур испаряющейся капли воды с нагретой до 333 К поверхности подложки по угловой координате через 100 секунд после начала испарения. Расстояние от центра капли: 1 – 0,009 мм; 2 – 0,28 мм; 3 – 0,5 мм; 4 – 0,8 мм; 5 – 0,9 мм.

Установлено (рис. 2), что температуры испаряющейся капли изменяются не только по радиальной, но и по угловой координате на протяжении всего времени своего существования. Например, при испарении капли воды начальным объемом 5 мкл с нагретой до 333 К шероховатой поверхности алюминиевого сплава перепад температур по поверхности капли (от контактной линии ( $\varphi=0^\circ$ ) до точки, соответствующей максимальной толщине капли ( $\varphi=90^\circ$ )) составил 7 К.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально установлено, что после обработки поверхности подложки шлифовальной машиной выполняется условие нерастекания капли воды – 95±1% времени своего существования капля испаряется в режиме пиннинга контактной линии. По результатам математического моделирования установлено, что температуры испаряющейся капли изменяются не только по радиальной, но и по угловой координате на протяжении всего времени своего существования.

Работа поддержана Российским Научным Фондом (грант № 18-79-10015-П).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Tong X. T.** Advanced Materials for Thermal Management of Electronic Packaging. New York.: Springer, 2011. 616 с.
2. **Zang D., Tarafdar S., Tarasevich Y.Y., Dutta Choudhury M. and Dutta T.** Evaporation of a droplet: from physics to applications // Phys. Rep. 2019. Т. 804. С. 1–56.
3. **Zaitsev D. V., Batishcheva K.A., Kuznetsov G. V. and Orlova E.G.**, Prediction of water droplet behavior on aluminum alloy surfaces modified by nanosecond laser pulses // Surf. Coatings Technol. 2020. Т. 399. 126206.
4. **Semenov S., Starov V.M. and Rubio R.G.** Evaporation of pinned sessile microdroplets of water on a highly heat-conductive substrate: Computer simulations // Eur. Phys. J. Spec. Top. 2013. Т. 219 С. 143–154.
5. **Margerit J., Colinet P., Lebon G., and Legros J.C.** Interfacial nonequilibrium and Bénard-Marangoni instability of a liquid-vapor system // Phys. Rev. E. 2003. Т. 68 С. 1–14.

А.И. Амелин<sup>1</sup>, И.А. Базулин<sup>1</sup>, А.А. Виноградова<sup>1</sup>, Ю.Н. Данилова<sup>1</sup>, А.С. Кириллов<sup>1</sup>, А.А. Коньков<sup>1</sup>, Е.А. Муравьева<sup>1</sup>, Р.Д. Мурадов<sup>1</sup>, А.С. Мязин<sup>1</sup>, И.Е. Нечипоренко<sup>1</sup>, К.А. Рогозин<sup>1</sup>, А.В. Ступакова<sup>1</sup>, В.В. Толмачёв<sup>1</sup>, Д.А. Тупотилов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ»,  
111250, Москва, Красноказарменная, 14

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЗАКРУЧЕННОГО ПОТОКА В МОДЕЛЯХ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсификация теплообмена в охлаждающих каналах первой стенки, дивертора, вакуумной камеры и другом оборудовании токамака ИТЭР имеет особое значение для успешной реализации международного термоядерного проекта. В стационарном режиме ожидается тепловая нагрузка на уровне  $0.5 \text{ МВт/м}^2$  за счёт излучения и импульсная плазменная нагрузка с плотностью мощности до  $20 \text{ МВт/м}^2$ . Искусственная турбулизация потока теплоносителя является одним из основных практических методов повышения эффективности теплообменных аппаратов оборудования ИТЭР [1].

Создание закрученного канала позволяет деформировать профили скорости и температуры в пристеночном слое, что приводит к интенсификации тепломассообменных процессов [2]. Для практической реализации таких условий можно применять скрученные ленты, установленные внутри теплообменных каналов [3,4]. В сравнении с гладким каналом, применение скрученных лент позволяет повысить теплоотдачу на 20% [5].

Закрутка потока приводит к заметному увеличению потерь давления, поэтому актуальна задача улучшения гидродинамических свойств закрученных каналов.

### 2. КОНСТРУКЦИИ ЗАКРУЧЕННЫХ ЛЕНТ

Предложено 4 вида закрученных лент, размещённых внутри гладкой круглой трубы (рабочих участков – РУ).

РУ-1: в качестве основы для проектирования рабочего участка взята конструкция [6] и доработана. Пластины толщиной 2-3 мм, шириной  $0,98 \cdot D$  и длиной  $D$  (элемент 4) в направлении оси  $z$  (направлении течения среды) или  $2 \cdot D$  (1-3) равномерно закручиваются на  $180^\circ$  (1-3) либо по часовой стрелке, либо против часовой стрелки вокруг оси  $z$ . Последний элемент 4 закручивается на  $90^\circ$  и представляет собой фактически половину третьего элемента. Все элементы соединяются между собой последовательно с поворотом на  $90^\circ$ .

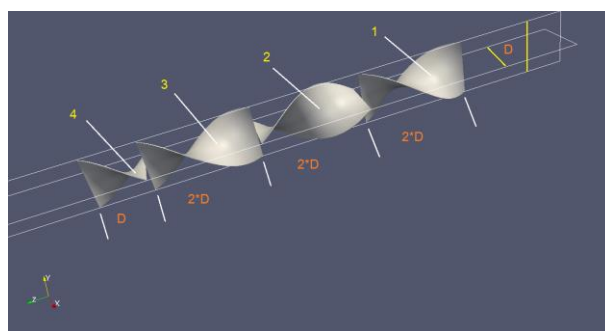


Рис.1 Предложенная модель РУ-1

РУ-2: аналогична РУ-1, но все элементы соединяются между собой последовательно с поворотом на  $45^\circ$ .

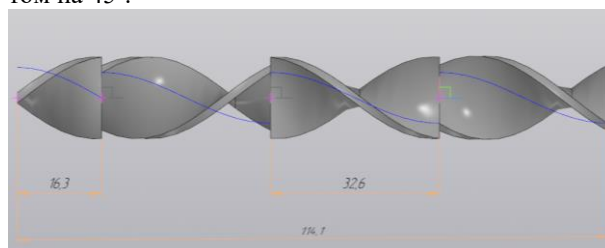


Рис.3 Предложенная модель РУ-2

РУ-3: пластины толщиной 2 мм, три пластины шириной  $0,98 \cdot D$  и один элемент длиной  $D$ . Первый элемент закручен на  $90^\circ$ , последующие два на  $180^\circ$ , последний – на  $360^\circ$  вдоль направления оси  $z$  (направлении течения среды). В отличие от РУ-1, все элементы предложенной ленты закручена против часовой стрелки и выполнены единой конструкцией.

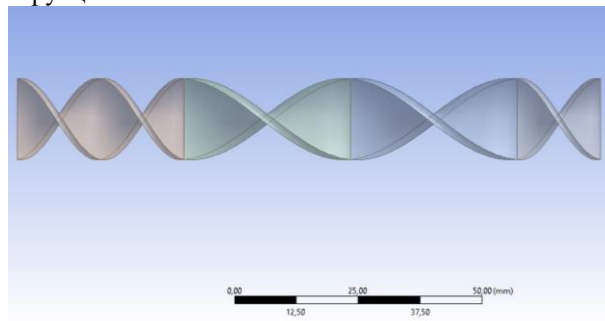


Рис.3 Предложенная модель РУ-3

РУ-4: состоит из 7 элементов, представленных пластинами толщиной 0,12 мм каждая. Пластины 1, 4 и 7 закручиваются на  $90^\circ$ . Элементы 2 и 3, 5 и 6 располагаются попарно и закручены уже на  $180^\circ$ . Одиночные пластины соединяются с попарно ориентированными последовательно с углом поворота

90°. Длина одиночных пластин составляет 16,8 мм, длина попарных пластин 33,8 мм.

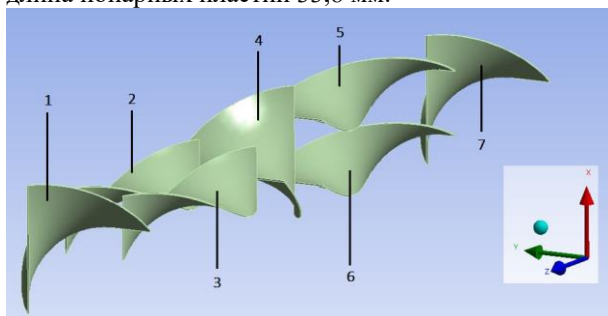


Рис.4 Предложенная модель PY-4

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

#### 3.1. Начальные условия

Моделирование проводилось в программном комплексе ANSYS, модуль Fluent. Использовалась модель Viscous Model (k-epsilon), k-omega. Модель турбулентности k-eps Realizable, Standard Wall Fn. теплоноситель – вода. Параметр Рейнольдса варьировался в диапазоне от  $10^4$  до  $10^6$ . На входе задавался профиль скорости – парабола Пуазейля. Взято 10 точек с равным шагом. Инициализация гибридная. Везде просчитывалось 1000 итераций. Результаты моделирования сравнивались с цельной закрученной спиралью с коэффициентом закрутки  $k = 0.75$ . значения гидравлического сопротивления для спирали, взятой в качестве эталонной были рассчитаны по формуле [7]:

$$\xi = 0.184Re^{-0.2}c^{2.8}, \quad (1)$$

где

$$c = \frac{\pi}{\pi/2 + 1} \left( \frac{\sqrt{1+k^2}}{2} + \frac{k}{2\pi} \left[ \sqrt{\frac{1}{k^2} + 1} + \frac{1}{k^2} \ln(k + \sqrt{1+k^2}) \right] \right)$$

#### 3.3. Результаты моделирования

В результате численного моделирования получены зависимости коэффициентов гидравлического сопротивления и разности давлений от чисел Рейнольдса:

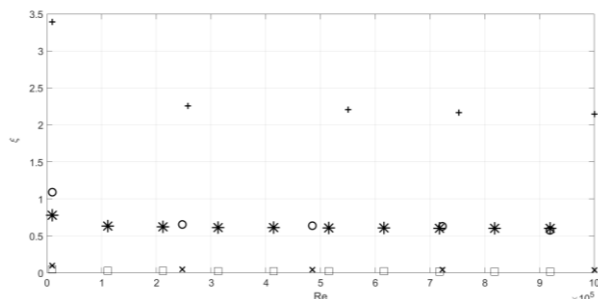


Рис.5. результаты численного моделирования зависимости гидравлического сопротивления от чисел Рейнольдса (+– PY-4, o– PY-1, \* – PY-2, x–PY-3, □ – закрученная спираль с  $k=0.75$ )

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были предложены 4 варианта модер-

низации конструкции скрученной ленты и проведено численное моделирование гидродинамических параметров рабочих участков с такими лентами. По результатам моделирования можно сделать вывод, что PY-3 имеет наименьшее гидравлическое сопротивление.

Дальнейшая работа будет направлена на экспериментальное исследование предложенных каналов для уточнения параметров.

Работа выполнена в рамках расчётного задания по дисциплине «Теплообмен и гидродинамика в термоядерных установках» группой ТФ-13м-21.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R.A. Pitts, S. Carpentiera, F. Escourbiac, T. Hirai, V. Komarov, A.S. Kukushkin, S. Lisgo, A. Loarte, M. Merola, R. Mitteau, A.R. Raffray, M. Shimada, P.C. Stangeby Physics basis and design of the ITER plasma-facing components // Journal of Nuclear Materials 415 (2011) S957–S964
2. A. Ghanem, T. Lemenand, D. D. Valle, H. Peerhossaini Static mixers: Mechanisms, applications and characterization methods – A review // chemical engineering research and design 92 (2014) 205–228
3. М.Х. Ибрагимов, Е.В. Номофилов, В.И. Субботин Теплоотдача и гидравлическое сопротивление при винтовом движении жидкости в трубе // Теплоэнергетика, №7, 1961, стр. 57-63.
4. В. К. Мигай Повышение эффективности современных теплообменников // Л.: Энергия. Ленингр. Отд. 1980. 144 с.
5. R.F. Lopina, A.E. Bergles Heat transfer and pressure drop in tape-generated swirl flow of single-phase water // Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME. (1969) vol. 91, № 3.P.158–169.
6. Kumar V., Shirke V., Nigam K. D. P. Performance of Kenics static mixer over a wide range of Reynolds number // Chem. Eng. J. 2008. Т. 139. № 2. С. 284–295.
7. Мигай В. К. Повышение эффективности современных теплообменников // Л.: Энергия. Ленингр. Отд. 1980. 144 с.